



HAL
open science

Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos Antares

Sonia Karkar

► **To cite this version:**

Sonia Karkar. Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos Antares. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2004. Français. NNT: . tel-00008240

HAL Id: tel-00008240

<https://theses.hal.science/tel-00008240v1>

Submitted on 24 Jan 2005

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 de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163 avenue de Luminy
13288 Marseille cedex 09



THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules, Physique mathématique et modélisation

présentée par

Sonia Karkar

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

Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos ANTARES

Soutenue le 30 juin 2004, devant le jury composé de :

M. Roy Aleksan	
M. John Carr	Directeur de thèse
M. Juan José Hernández Rey	Rapporteur
M. Lawrence R. Sulak	Rapporteur
M. Mossadek Talby	
M. Ralf Wischnewski	

Table des matières

Introduction	1
1 L’astronomie en mutation	3
1.1 L’astronomie moderne	4
1.1.1 Explorer toute l’étendue du spectre électromagnétique	4
1.1.2 Au delà des photons	6
1.2 Principe de détection des télescopes à neutrinos	11
1.2.1 Une cible pour les neutrinos : la Terre	11
1.2.2 La détection des muons	12
1.2.3 Pourquoi se focaliser sur le muon	13
1.2.4 Bruit de fond physique des télescopes à neutrinos $\nu_{atm.}$ et $\mu_{atm.}$	14
1.3 Les objectifs scientifiques	15
1.3.1 Sources ponctuelles	16
1.3.2 Flux diffus	17
1.3.3 La matière noire	17
1.4 Les projets	19
1.4.1 DUMAND	19
1.4.2 BAÏKAL	20
1.4.3 AMANDA/ICECUBE	21
1.4.4 En Méditerranée: ANTARES/NEMO/NESTOR	24
2 Le télescope à neutrino ANTARES	27
2.1 Le projet ANTARES	27
2.2 Le site	29
2.3 Le détecteur	30
2.3.1 La structure générale	30
2.3.2 Les modules optiques	33
2.3.3 Lecture, transmission et stockage des données	34
2.3.3.1 Schéma général	34
2.3.3.2 La lecture des signaux PMs par l’ARS	35
2.3.3.3 De l’ARS au fichier ROOT	38
2.4 Actualité du projet	39
2.4.1 Le câble et la boîte de jonction	39
2.4.2 La ligne secteur prototype	39

2.4.2.1	Objectifs	39
2.4.2.2	Intégration	40
2.4.2.3	Opération	40
2.4.2.4	Récupération et analyse du problème rencontré	41
2.4.3	Bruits de fond optique	41
2.4.4	La MIL, prototype d'une plateforme interdisciplinaire de grand fond	43
2.4.4.1	La MIL	43
2.4.4.2	Bioluminescence	44
2.4.4.3	Sismologie	45
2.5	Les performances attendues du détecteur	46
2.5.1	Génération des données simulées	46
2.5.2	Reconstruction des traces	46
2.5.3	Résolution angulaire	47
2.5.4	Reconstruction en énergie	48
2.5.5	Surfaces effectives	49
3	L'astronomie galactique avec ANTARES	51
3.1	Pourquoi s'intéresser à la galaxie	51
3.2	Différentes sources galactiques potentielles	52
3.2.1	Production de neutrinos astrophysiques	52
3.2.2	Les objets galactiques	53
3.3	Les microquasars	55
3.3.1	Les quasars	55
3.3.2	Les microquasars	56
3.3.3	Des neutrinos?	57
3.4	La détection des microquasars par ANTARES	58
3.4.1	Calcul du nombre d'événements attendus	58
3.4.1.1	Flux de neutrinos	58
3.4.1.2	Nombre d'événements dans ANTARES	60
3.4.2	Bruit de fond	62
3.4.3	Comparaison entre le signal et le bruit de fond	63
3.4.4	Étude des microquasars non-constants: observation multi-messagers	64
3.4.4.1	Les phases des microquasars: de la description à la compréhension	64
3.4.4.2	Les microquasars comme "Target Of Opportunity" (TOO) pour ANTARES	65
3.4.5	Étude des microquasars constants	65
3.4.5.1	La recherche de sources ponctuelles par ANTARES	65
3.4.5.2	Comparaison du signal prédit pour SS433 et GX339-4 à la sensibilité d'ANTARES	68
4	La calibration en temps du détecteur	71
4.1	Introduction à la calibration en temps d'ANTARES	71
4.1.1	Importance de la calibration en temps	71

4.1.2	Précision attendue	72
4.1.3	Stratégie et moyens utilisés pour la calibration	73
4.2	Les systèmes de calibration utilisés <i>in situ</i>	74
4.2.1	Alignement des LCMs par le système d'horloge du détecteur	74
4.2.2	Les LEDs internes dans les OMs	74
4.2.3	La calibration avec les traces des muons atmosphériques	75
4.2.4	Les balises optiques LED	76
4.2.5	La balise optique laser	76
4.3	Le système de calibration à terre	79
4.3.1	La salle noire	79
4.3.2	Le système d'illumination des OMs	79
4.4	Analyse des données de calibration prises en salle noire	85
4.4.1	Description des données utilisées	85
4.4.1.1	Introduction au format des données	85
4.4.1.2	Conditions de prises des données	85
4.4.2	Extraction des décalages en temps	86
4.4.2.1	Principe de base de l'analyse des données	86
4.4.2.2	Calibration des TVCs	86
4.4.2.3	Effet du non-alignement de l'horloge et des <i>TVCs</i>	87
4.4.3	Utilisation de la mesure des décalages induits par le signal horloge	88
4.4.4	Premiers résultats	91
4.4.5	Analyse des données prises après la récupération de la ligne secteur	95
4.4.5.1	Spécificités de ces données	95
4.4.5.2	Nouvel alignement des OMs	95
4.4.5.3	Comparaison avec les données antérieures	98
4.4.5.4	Conclusion sur les nouvelles données	100
4.4.6	Conclusion et perspectives sur la calibration à terre	100
4.5	Conclusion et perspectives sur la calibration du détecteur	100
5	Étude de la résolution temporelle	103
5.1	Quelques définitions	103
5.2	Comparaison avec les simulations	104
5.3	L'effet de walk	106
5.3.1	Description de l'effet de walk	107
5.3.2	Calibration de la charge	109
5.3.3	Correction de l'effet de walk	110
5.3.4	Effet de la correction de l'effet de walk	111
5.3.5	Conclusion sur l'effet de walk	113
5.4	Variation de la résolution en fonction de l'intensité du laser	115
5.5	Étude de la variation du temps de transit en fonction des hautes tensions	120
5.5.1	Évaluation de l'effet attendu	120
5.5.2	Analyse des données prises en salle noire	121
5.5.3	Effet de la correction de l'effet de walk	121

5.5.4	Conclusion sur la variation du temps de transit	123
5.6	Conclusion sur les analyses complémentaires	124
Conclusion		127
Annexe I : le photomultiplicateur		i
Lexique		v
Bibliographie		x

Introduction

Depuis ses débuts, l'astronomie évolue : ainsi, l'astronomie moderne explore l'Univers en utilisant désormais l'ensemble du spectre du rayonnement électromagnétique. Depuis peu, on se tourne aussi vers de nouveaux messagers comme les rayons cosmiques chargés, les ondes gravitationnelles et les neutrinos. Neutres, stables et interagissant faiblement avec la matière et les rayonnements fossiles, les neutrinos sont de bons candidats messagers pour l'astronomie lointaine et de haute énergie. C'est cette astronomie nouvelle qui est l'objectif des télescopes à neutrinos. Le travail de thèse présenté ici, a été effectué au sein de la collaboration ANTARES, qui est en train de construire un télescope à neutrino en Méditerranée. Un des buts des télescopes à neutrinos est l'observation de sources ponctuelles, nous étudierons le cas des microquasars qui sont des sources galactiques potentielles intéressantes. La détection de sources ponctuelles nécessite une bonne résolution angulaire or celle-ci est liée, pour les télescopes à neutrinos, à leur résolution en temps. Ainsi, une calibration en temps très précise du détecteur est nécessaire. Nous détaillerons un des systèmes utilisés pour cette calibration en temps : le système de calibration à terre, en salle noire avec un laser, qui a été mis au point, construit et utilisé dans le cadre de ce travail de thèse.

Dans le premier chapitre nous verrons comment l'astronomie neutrino se place naturellement dans l'évolution de l'astronomie.

Nous décrirons d'abord les progrès successifs de l'astronomie photonique, ses découvertes et ses limites qui ont conduit à se tourner vers l'astronomie non-photonique. Nous aborderons ensuite le principe de fonctionnement et les objectifs scientifiques assez variés des télescopes à neutrinos. Nous passerons enfin brièvement en revue les différents projets de télescope à neutrinos autres que ANTARES.

Le deuxième chapitre est dédié à la description du projet ANTARES.

Nous verrons d'abord les grandes lignes de ce projet et ses étapes majeures. Nous décrirons ensuite le site choisi pour la construction du détecteur, puis nous décrirons le détecteur, en détaillant certains éléments dont une connaissance plus précise est nécessaire pour comprendre la suite du travail exposé. Ensuite nous reviendrons sur l'actualité du projet, ce qui a constitué le cadre dans lequel ce travail a été effectué. Enfin nous passerons en revue les performances attendues pour le détecteur qui est en cours de construction.

Le troisième chapitre est consacré à la partie astronomie neutrino de ce travail :

la recherche de neutrinos en provenance des microquasars avec ANTARES. Nous nous placerons d'abord dans le cadre plus large de la recherche de sources ponctuelles galactiques en se basant sur les modèles astrophysiques de sources potentielles. Ceci nous conduira à nous intéresser aux microquasars qui font partie des sources les plus prometteuses. Nous présenterons ces objets astrophysiques, en rappelant aussi ce que sont les quasars qui leur ont donné leur nom à cause de leur similitudes. Nous verrons ensuite pourquoi les microquasars font partie des sources potentielles de neutrinos, et quel type d'information nous apporterait leur observation en neutrinos. Puis, en nous basant sur un modèle précis qui décrit les microquasars et prédit des flux de neutrinos de haute énergie, nous calculerons les taux d'événements que l'on peut attendre des microquasars connus. Enfin nous verrons si ces taux d'événements prédits sont suffisants pour permettre une détection par ANTARES. Pour cela nous distinguerons le cas des microquasars constants, qui produiraient des neutrinos en permanence et celui des microquasars non-constants qui ne produiraient des neutrinos que durant leur phase active.

Le quatrième chapitre concerne la partie plus technique de ce travail : la calibration en temps du détecteur.

Nous commencerons par les motivations, la précision nécessaire et la stratégie générale de la calibration en temps du détecteur ANTARES. Nous décrirons rapidement les différents systèmes utilisés en précisant leur complémentarité et/ou leur redondance. Nous détaillerons ensuite le système de calibration laser en salle noire. Sa conception puis construction ainsi que son utilisation avec la ligne de pré-production ont représenté une partie importante de ce travail. L'analyse des données de calibration prises avec la ligne de pré-production sera ensuite décrite et les résultats de cette première utilisation du système de calibration à terre seront utilisés pour évaluer la précision de la calibration. Enfin nous présenterons aussi les résultats d'une nouvelle calibration réalisée sur la même ligne modifiée après son opération en mer.

Le cinquième et dernier chapitre rassemble plusieurs petites études réalisées en utilisant le système de calibration laser, et liées à la résolution en temps du détecteur, qui est l'objectif de la calibration en temps. Nous exposerons d'abord le problème que pose l'effet de walk qui affecte les signaux discriminés par un seuil fixe. Nous verrons que cet effet a été simulé dans le cadre d'ANTARES puis nous présenterons l'observation de cet effet sur les données prises en salle noire. Nous décrirons ensuite une méthode pour corriger cet effet et nous montrerons les améliorations obtenues avec cette correction. Nous nous intéresserons ensuite à l'influence de l'intensité de la lumière laser utilisée en salle noire sur la résolution en temps des modules optiques ainsi éclairés. Enfin nous mettrons en évidence, toujours sur des données prises en salle noire, la variation du temps de transit des PMs en fonction de la haute tension qu'on leur applique.

Enfin nous terminerons la présentation de ce travail par une conclusion où nous donnerons aussi des perspectives sur les différents sujets abordés au cours de ce travail.

Chapitre 1

L'astronomie en mutation

Depuis l'Antiquité, l'astronomie n'a cessé d'évoluer parallèlement à la technologie. Autrefois limitée au visible, on connaît maintenant la carte du ciel en plusieurs longueurs d'ondes du rayonnement électromagnétique, chacune apportant son lot d'informations utiles à la compréhension du monde qui nous entoure. Ceci est illustré sur la figure 1.1 qui montre la Voie Lactée en différentes longueurs d'onde. Dans la même lignée, une nouvelle forme d'astronomie est en train de voir le jour : celle utilisant d'autres messagers que les photons. Ces nouveaux messagers sont les rayons cosmiques chargés, les ondes gravitationnelles et les neutrinos. Ces messagers apportent des informations complémentaires à celles obtenues par l'astronomie photonique. Et si l'astronomie "multi-longueur d'onde" semble la clé de l'astronomie photonique moderne, l'astronomie du futur sera probablement "multi-messagers".

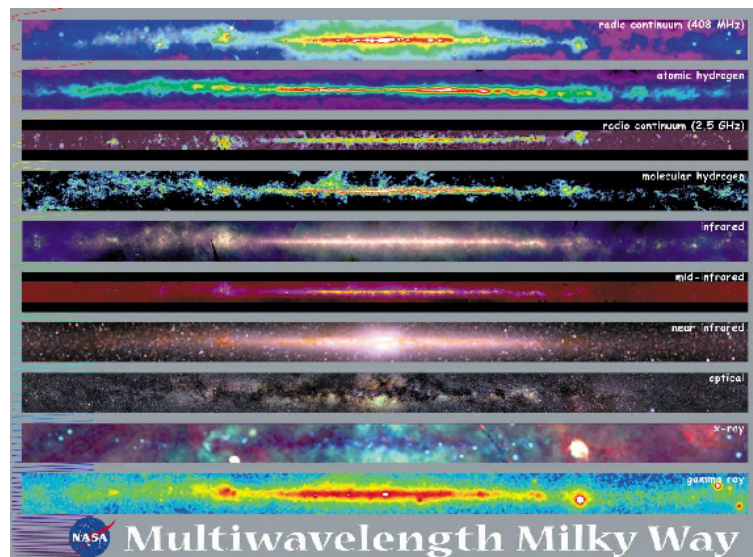


FIG. 1.1 – La Voie Lactée vue en différentes longueurs d'ondes du rayonnement électromagnétique, depuis les ondes radio (en haut) jusqu'aux rayons γ (en bas). Crédit : NASA [1].

1.1 L'astronomie moderne

Le premier défi des astronomes a été de chercher à voir des objets de luminosité de plus en plus faible, en tentant d'améliorer l'optique qui précède le détecteur de lumière qu'est l'œil. Mais en passant à des détecteurs autres que l'œil, un deuxième défi est venu se greffer au premier : chercher à voir les mêmes objets astrophysiques dans d'autres domaines de longueur d'onde.

1.1.1 Explorer toute l'étendue du spectre électromagnétique

S'il fut, pour des raisons techniques évidentes, le domaine fondateur de l'astronomie, le visible ne représente qu'une toute petite partie du spectre électromagnétique (cf. figure 1.2) et le reste du spectre s'avère riche d'enseignements dès lors que l'on sait en profiter.

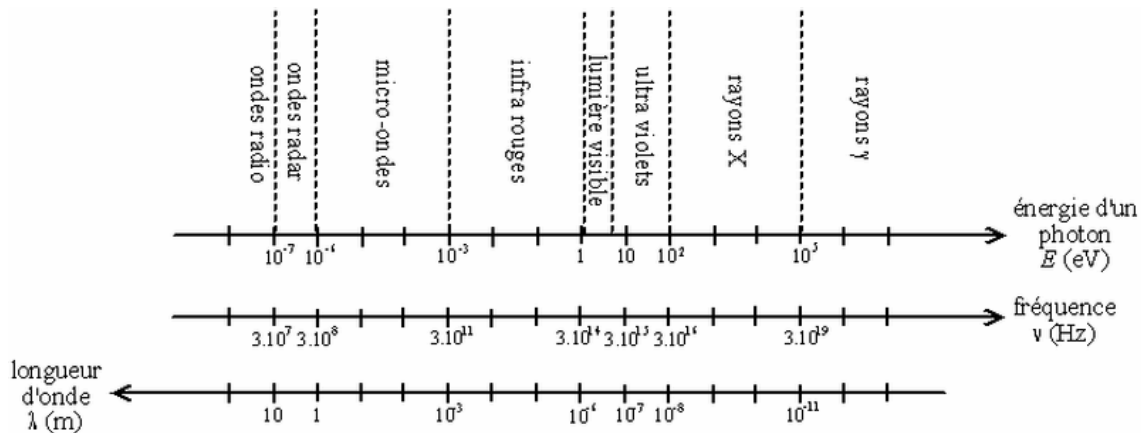


FIG. 1.2 – Le spectre électromagnétique : les différentes longueurs d'ondes.

Radio $1 \text{ mm} < \lambda$ (en incluant les micro-ondes et les ondes radars). Après des débuts difficiles dans les années 30, l'astronomie radio apporta sa moisson de découvertes : mise en évidence de l'hydrogène interstellaire et identification de nombreux atomes et molécules, puis en 1965, la découverte accidentelle du bruit de fond cosmologique par Penzias et Wilson [2]. Ce fond diffus relique du Big Bang était déjà prédit par la théorie plus de 15 ans avant par Gamow, Alpher et Herman [3]. Ce CMB¹ n'en a pas fini de révéler ses mystères et les expériences qui l'étudient se succèdent (COBE, Archeops, WMAP et dans le futur Planck), apportant chaque fois plus d'information à la fois sur la structure de notre univers, ses débuts et son évolution.

Mais l'astronomie radio posait aussi de nouvelles questions comme ce que pouvait être la nature des quasars, ces noyaux de galaxie si puissants qu'on en vint à avoir du mal à imaginer comment est produite toute l'énergie qu'ils émettent ou encore

1. pour Cosmic Microwave Background.

les pulsars dont la régularité des signaux émis intrigua sérieusement la communauté des astrophysiciens avant de trouver une explication dans les étoiles à neutrons en rotation. C'est ce genre de questions qui poussa les astronomes à essayer d'exploiter aussi l'autre extrémité du spectre électromagnétique, ouvrant la porte à l'astronomie dite de haute énergie.

L'infrarouge, $1 \mu m < \lambda < 1 mm$. L'astronomie infrarouge a permis d'obtenir des informations sur la température des étoiles et la répartition de l'énergie thermique dans les nuages de poussières galactiques et inter-galactiques. Pendant longtemps, l'atmosphère terrestre a empêché les astronomes d'explorer réellement le ciel dans le domaine de l'infrarouge. Mais ceci est possible depuis le début des années 80 avec l'arrivée des satellites comme [4] IRAS en 1983, puis COBE en 1989, IRTS et ISO en 1995, MSX en 1996 et le NICMOS sur le Hubble Space Telescope et plus récemment The Spitzer Space Telescope¹ lancé en août 2003.

Rayons X $10 nm < \lambda < 10 pm$ soit $100 eV < E < 100 keV$. Pour se développer, l'astronomie X devait s'affranchir du bouclier que représente l'atmosphère terrestre. Dans les années 60, les premières observations furent faites par des fusées, puis en 1970 le premier satellite d'astronomie X UHURU ouvrit réellement la fenêtre de l'astronomie X. Enfin grâce aux satellites récents (XMM, Chandra, ...) les observations X couvrent maintenant la majeure partie du ciel, de nombreux objets ont ainsi pu être catalogués et certains ont pu être suivis.

A la collection des objets astrophysiques nouveaux, les rayons X amenèrent les binaires X. Ces objets galactiques sont constitués d'un objet compact et d'une étoile compagne dont la matière est visible en rayons X du fait du rayonnement synchrotron émis lorsqu'elle est accrétée par l'objet compact.

Rayons gamma $E > 100 keV$. Parallèlement, l'astronomie gamma pris son essor dans les années 60 en envoyant des instruments de détection en ballon, puis sur des satellites. En fait, les premiers satellites avaient pour objectif de détecter d'éventuels essais nucléaires spatiaux, mais ils détectèrent les sursauts gamma (GRB²). Les satellites plus récents (BATSE, EGRET, INTEGRAL et bientôt GLAST) ont permis de cartographier de plus en plus précisément le ciel et dans des domaines d'énergies de plus en plus hauts.

Au sol, l'astronomie gamma s'est développée plus tardivement, mais pour sonder un domaine d'énergie encore plus élevé (cf. figure 1.3). Les télescopes (ou réseau de télescopes) terrestres utilisent la lumière Tchérénkov des gerbes de particules produites dans l'atmosphère par les rayons gamma d'énergie de l'ordre du TeV (10^{12} eV). Depuis les premiers projets comme Whipple, CAT ou HEGRA, c'est actuellement un domaine très actif avec plusieurs grands projets en cours : Hess en Namibie,

1. ou SIRTIF pour the Space Infrared Telescope Facility.

2. pour Gamma Ray Burst.

VERITAS aux États Unis, MAGIC aux Îles Canaries et CANGAROO en Australie.

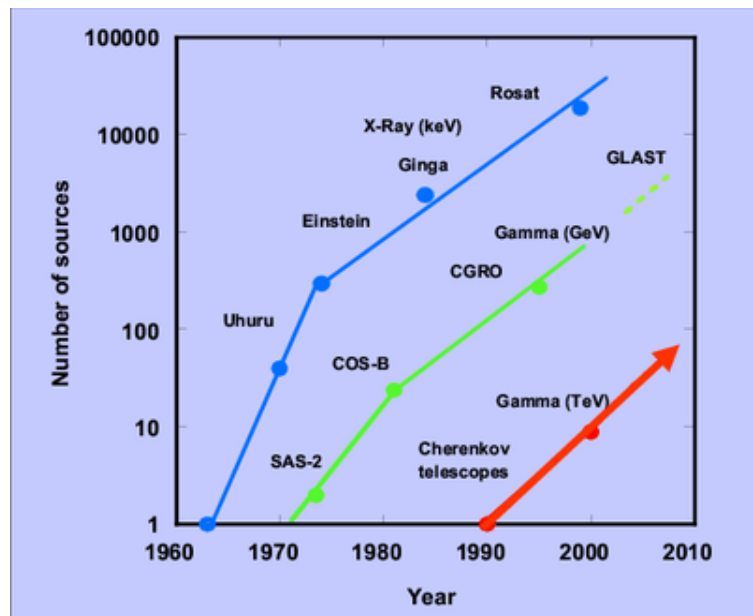


FIG. 1.3 – Évolution du nombre de source connues avec le temps, pour 3 domaines d'énergie différents (X, γ mous et γ au delà du TeV). de W.Hoffman [5].

A nouveau, la moisson d'enseignements que nous apporte l'astronomie gamma est considérable et les découvertes non moindres : les sursauts gamma viennent concurrencer les quasars dans le domaine des phénomènes cosmiques ultra-énergétiques et sont loin d'être entièrement expliqués. Les sources de rayons gamma au dessus du TeV, identifiées ou non à des objets connus dans d'autres longueurs d'onde, intriguent les astrophysiciens et sont un des enjeux de l'astronomie contemporaine.

1.1.2 Au delà des photons

Cependant, les photons ne permettent d'observer que les parties de l'univers relativement proches car ils interagissent avec le milieu interstellaire et les fonds diffus cosmologiques (radio, infrarouge et micro-onde). Cela limite en distance et/ou en énergie (cf. figure 1.4) l'exploration de l'univers en utilisant les photons comme messagers.

Pour s'affranchir de ces limites, on doit se tourner vers d'autres messagers, comme les rayons cosmiques chargés, les ondes gravitationnelles ou les neutrinos.

Rayons cosmiques. La détection des particules chargées est une source d'information considérable pour connaître la nature et l'origine des rayons cosmiques. Les techniques de détection sont proches des télescopes Tchérénkov : l'atmosphère constituant le "radiateur" qui permet le développement des gerbes de particules. Ces gerbes

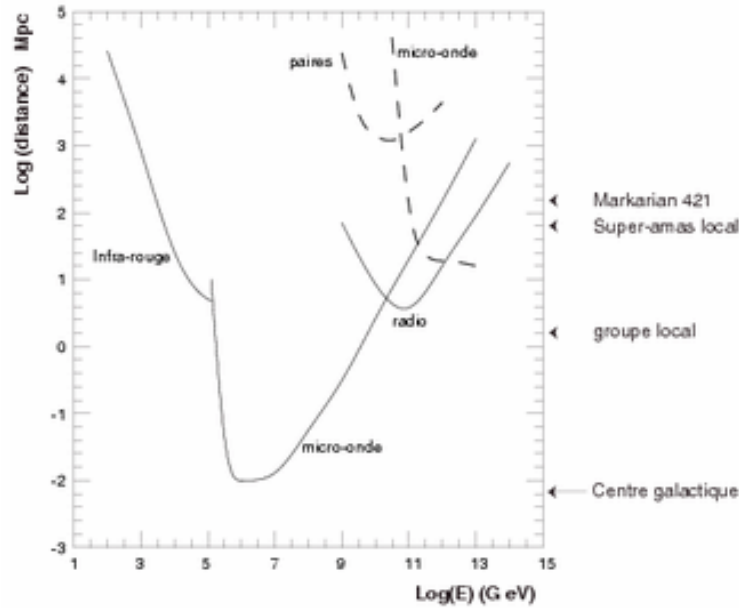


FIG. 1.4 – *Libre parcours moyen des photons et des protons en fonction de leur énergie. Les photons (trait plein) ne permettent pas de sonder l'univers lointain pour des énergies entre 10^5 et 10^{10} GeV (soit entre 10^{11} et 10^{16} eV), à cause de leur interaction avec les différents rayonnements cosmologiques (dont le CMB). Les protons de haute énergie (en pointillés) interagissent aussi avec le CMB (effet GZK) ce qui limite leur parcours moyen à ~ 10 Mpc au dessus de 10^{11} GeV (10^{20} eV) [6].*

sont ensuite détectées soit grâce aux particules de la gerbe qui arrivent au sol soit grâce à la fluorescence des atomes d'azote de l'atmosphère excités par le passage des particules de la gerbe. Parmi les expériences qui ont participé à cette exploration des hautes, très hautes, voir ultra hautes énergies citons Fly's Eye/HiRes (fluorescence) et AGASA (détection au sol).

Actuellement la collaboration Auger (du nom de Pierre Victor Auger (1899-1993), considéré comme le découvreur des gerbes atmosphériques) met en place un observatoire de rayons cosmiques avec une détection hybride : détection au sol de la lumière Tchérénkov et détection de la fluorescence comme illustré sur la figure 1.5 à gauche [7]. Citons aussi le projet spatial EUSO, qui se base sur le même principe de détection mais "vu du dessus" comme montré sur la figure 1.5 à droite. Ce détecteur dont l'installation est proposée sur la Station Spatiale Internationale (ISS), devrait permettre d'avoir une plus grande couverture et une meilleure identification des gerbes grâce à une signature des gerbes combinant la fluorescence dans la haute atmosphère et la réflexion du faisceau Tchérénkov de la gerbe sur la surface terrestre (terre ou mer) ou sur les nuages [8].

La même ISS doit accueillir début 2007 et pour 3 ans le détecteur de particules AMS (un spectromètre magnétique) qui permettra de mesurer les flux et les spectres en énergie des différents types de particules du rayonnement cosmique (particules char-

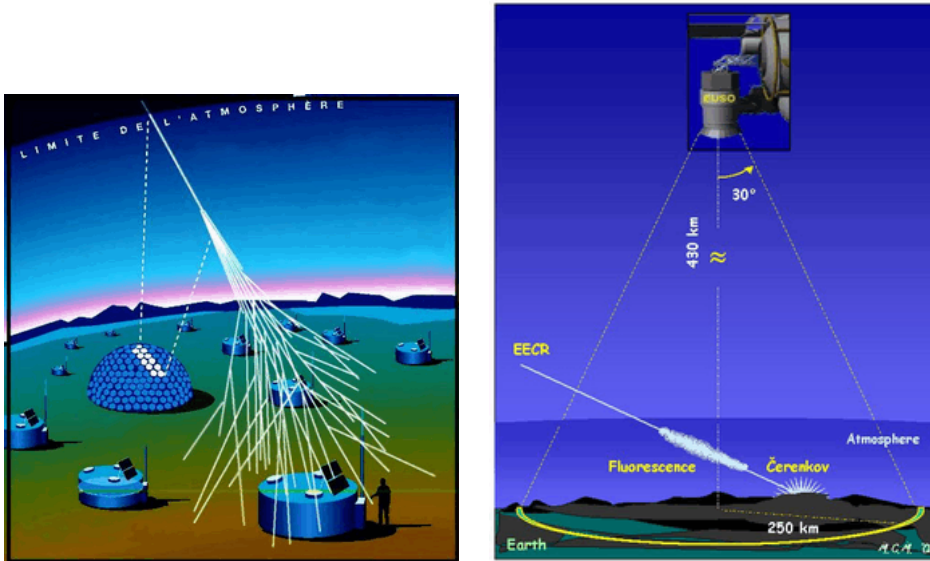


FIG. 1.5 – Principe de fonctionnement de l'observatoire Pierre Auger à gauche, et du projet spatial EUSO à droite.

gées, noyaux légers et photons gamma). Ces mesures précises et à haute statistique ont plusieurs objectifs : la détection d'anti-matière, la recherche de matière noire, et même l'astronomie gamma (entre 1 et 300 GeV)[9].

On voit que les rayons cosmiques nous apportent énormément d'information sur notre univers. Cependant, les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques ce qui ne permet pas de pointer leur sources. La figure 1.6 montre le parcours typique d'un proton de 10^{15} eV au voisinage du Soleil, les champs magnétiques locaux dévient tellement les particules chargées, qu'en dessous de 10^{20} eV il n'est pas possible de les utiliser pour pointer leur source.

Enfin, si l'on s'oriente vers cet ordre de grandeur d'énergie, une autre limitation apparaît : les rayons cosmiques doivent être sensibles à l'effet GZK. Cet effet, appelé du nom de ses découvreurs simultanés : Greisen d'une part et Zatsepin et Kuzmin d'autre part [10, 11], impose à toute particule se propageant dans l'univers de perdre de l'énergie au fur et à mesure de son parcours par interaction avec le rayonnement fossile micro-onde (CMB). Cet effet limite à $\sim 10^{20}$ eV l'énergie des rayons cosmiques ayant une origine "lointaine" ($D \gg 10$ Mpc) or un débat est toujours d'actualité pour savoir pourquoi la coupure GZK semble dépassée par certains événements d'AGASA alors qu'elle semble confirmée par les autres expériences [12]. Les données de l'expérience Auger puis celles d'EUSO seront certainement précieuses pour comprendre cette apparente incohérence.

Les ondes gravitationnelles. Les ondes gravitationnelles constituent une autre source d'information potentielle sur les objets astrophysiques. Plusieurs projets ont été mis en place pour construire et faire fonctionner des instruments capables de les détecter. Il existe deux type de détecteurs : les barres résonnantes et les interféro-

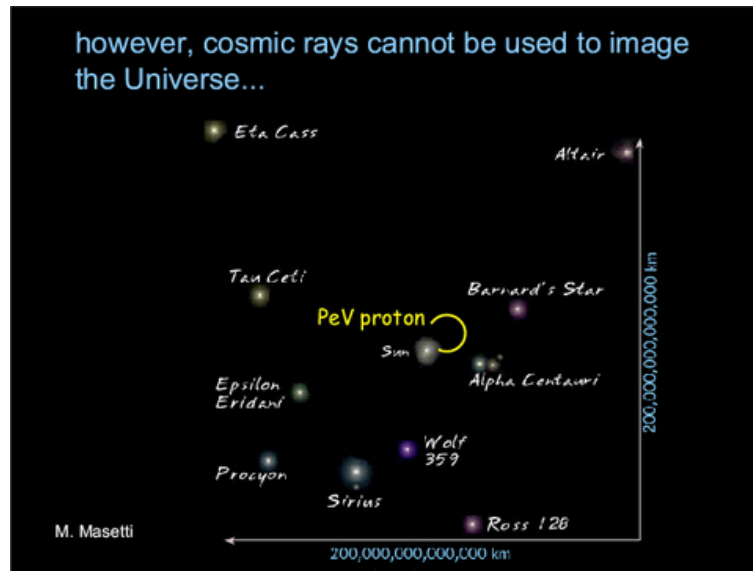


FIG. 1.6 – Le parcours typique d'un proton de 10^{15} eV (1PeV) au voisinage du Soleil montre qu'il est inutilisable pour rechercher des sources ponctuelles de rayons cosmiques.

mètres.

Les barres résonnantes furent les premiers détecteurs envisagés pour détecter les ondes gravitationnelles (J.Weber, 1960). Il s'agit d'une barre cylindrique en métal, qui entre en résonance si elle est traversée par une onde gravitationnelle à sa fréquence propre, cette résonance étant détectée par des capteurs appliqués sur la barre. Depuis le premier prototype, les progrès techniques font la chasse aux vibrations parasites. Les détecteurs actuels sont ainsi refroidis, suspendus et en matériaux divers.

L'autre voie de détection, qui fut envisagée dès les années 70, est l'utilisation d'interféromètres de Michelson, dont la déformation des bras par le passage d'une onde gravitationnelle se traduit par une variation de la luminosité en sortie. Pour atteindre la sensibilité nécessaire, il faut à nouveau s'affranchir du bruit environnant : les vibrations de toutes sortes. Plusieurs détecteurs de ce type sont actuellement en fonctionnement ou en projet (cf. la carte en figure 1.7) : les deux interféromètres LIGO aux États Unis, la collaboration franco-italienne VIRGO, à côté de Pise, la collaboration germano-britannique GEO en Allemagne, TAMA au Japon et ACIGA en Australie [13].

Enfin pour s'affranchir définitivement du bruit de fond basse fréquence (au dessous du Hz), et accéder ainsi à un domaine de fréquence qui semble prometteur du point de vue astrophysique et cosmologique, une fois de plus, la spatialisation est nécessaire. Le projet LISA, qui est un projet conjoint NASA-ESA, a pour ambition de construire un interféromètre constitué de trois stations en orbites héliocentriques ("suivant" la terre) aux sommets d'un triangle équilatéral (d'environ 5 million kilomètres de côté) comme montré en figure 1.8. Une mission de démonstration, SMART2, est prévue



FIG. 1.7 – Carte des différentes expériences (en cours ou futures) de détection d'ondes gravitationnelles.

vers 2006 pour tester les différentes possibilités technologiques, avant un lancement de l'interféromètre prévu pour fin 2012 [14].

La complémentarité des domaines de fréquence entre les interféromètres terrestres

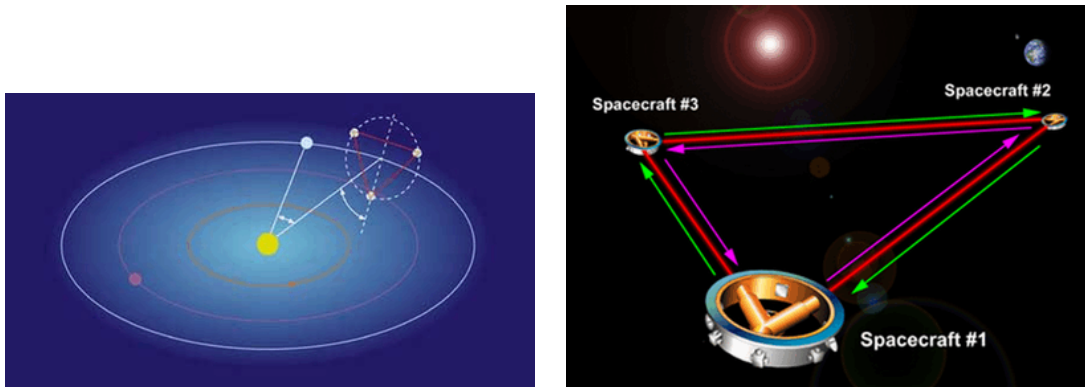


FIG. 1.8 – LISA est un projet d'interféromètre spatial en orbite héliocentrique.

et LISA, ainsi que l'exploitation des coïncidences entre interféromètres terrestres devraient permettre de passer de la détection des ondes gravitationnelles à l'astronomie gravitationnelle.

Les neutrinos. Prédits depuis 1930 par Pauli et étudiés expérimentalement depuis 1956, les neutrinos sont neutres, stables et interagissent faiblement avec la matière.

- neutres, ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques et permettent donc de faire de l'astronomie, c'est-à-dire de pointer leurs sources,
- stables, c'est aussi une condition nécessaire pour pouvoir servir de messagers astronomiques (par exemple les neutrons ne font pas l'affaire avec leur temps de vie d'à peine 15 minutes),

- leur faible interaction avec la matière leur permet de voyager sur des distances cosmologiques sans être perturbés, et de venir jusqu'à nous depuis des milieux denses comme le cœur des étoiles ou des objets astrophysiques compacts.

Ces propriétés en font de bons candidats pour l'astronomie de haute énergie, ce qui est illustré sur la figure 1.9. En revanche, comme nous allons le voir, ces mêmes caractéristiques compliquent leur détection.

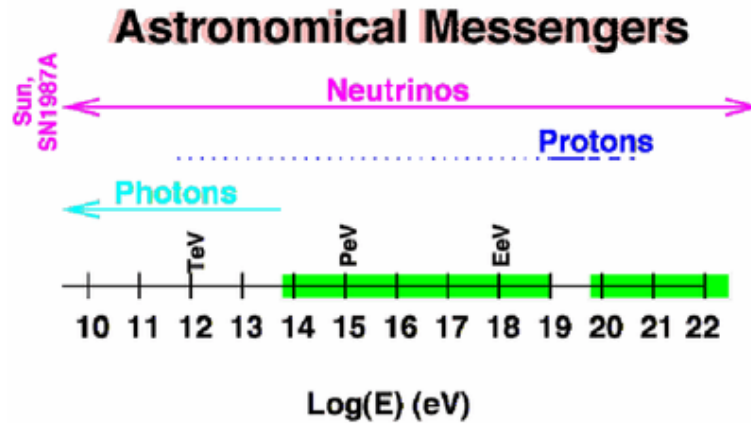
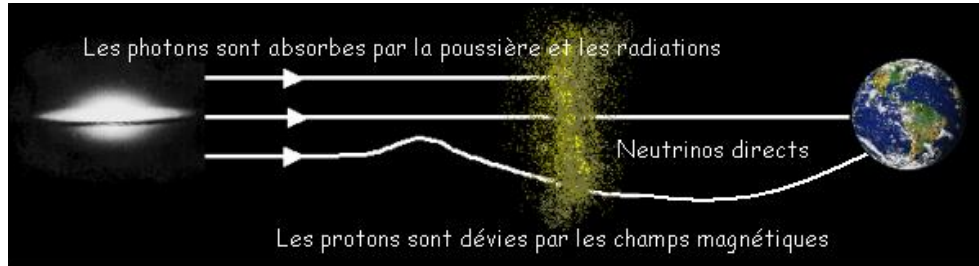


FIG. 1.9 – Les neutrinos sont des messagers de l'Univers lointain à haute énergie.

1.2 Principe de détection des télescopes à neutrinos

L'idée des télescopes à neutrinos est d'utiliser la Terre comme cible pour les neutrinos de haute énergie, et un milieu naturel (océan, lac, glace des calottes polaires) comme volume de détection des leptons issus des interactions de ces neutrinos avec la Terre (cf. figure 1.10).

1.2.1 Une cible pour les neutrinos : la Terre

Si la faible interaction des neutrinos leur permet de voyager sur de longues distances, elle rend leur détection difficile. De grandes cibles sont nécessaires et la Terre elle-même constitue probablement une des plus grosses cibles utilisables. La Terre offre également l'avantage de servir de filtre pour toutes les autres particules issues

de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère, qui sont toutes absorbées par une telle épaisseur de matière. La particularité d'un télescope à neutrinos est donc de regarder le ciel "sous ses pieds", à travers la Terre.

Les interactions des neutrinos avec la Terre sont de deux sortes:

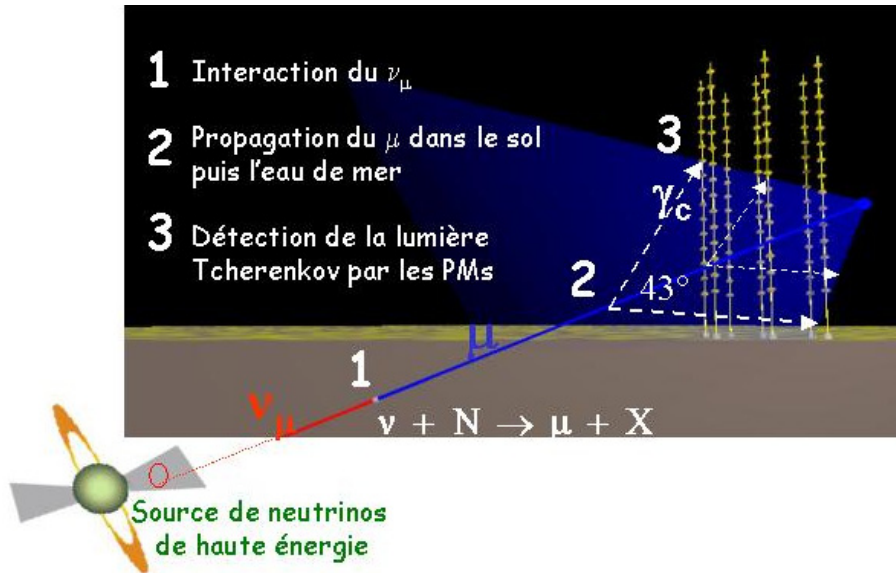


FIG. 1.10 – *Principe de détection des télescopes à neutrinos.*

- les interactions par courants chargés (CC)
 $\nu_l(\bar{\nu}_l)N \rightarrow l^-(l^+)X$, donnent une gerbe hadronique et un lepton chargé.
- les interactions par courants neutres (CN)
 $\nu_l(\bar{\nu}_l)N \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l)X$, donnent une gerbe hadronique uniquement.

Les leptons chargés et les particules chargées d'une gerbe sont toutes, en théorie, détectables par leur lumière Tchénenkov dès lors que leur vitesse est supérieure à celle de la lumière (c/n) dans le milieu de détection (milieu transparent d'indice n)¹.

1.2.2 La détection des muons

Le neutrino muonique va donner, en plus d'une gerbe hadronique au point d'interaction par courant chargé, un muon. Le temps de vie moyen ($2.2 \mu\text{s}$) de ce muon va lui permettre de se propager sur plusieurs kilomètres (parcours moyen de 1 km à 1 TeV, 5 km à 100 TeV [15]). Ceci permet de détecter précisément sa trace dans le détecteur même si l'interaction du neutrino a eu lieu en dehors de celui-ci. On parle alors d'événements non-contenus (cf. figure 1.11). L'utilisation de ce type

1. Ce qui donne un seuil en énergie $E_{seuil} = \frac{masse}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}$, soit dans l'eau de mer ($n = 1.35$), $E_{seuil} \sim 0.76 \text{ MeV}$ pour les e^\pm , $E_{seuil} \sim 158 \text{ MeV}$ pour les μ^\pm et $E_{seuil} \sim 207.8 \text{ MeV}$ pour les π^\pm .

d'événements permet d'augmenter considérablement le volume de détection effectif du détecteur.

La détection du muon se fait donc via son rayonnement Tchérenkov : on place un réseau tri-dimensionnel de détecteurs de lumière très sensible (jusqu'à présent les télescopes à neutrinos utilisent des photomultiplicateurs), et la reconstruction du cône de lumière Tchérenkov se fait en comparant les temps d'arrivée de la lumière en différents points du réseau.

La direction du muon ainsi reconstruite est, à haute énergie, proche de celle du neutrino dont il est issu. Des simulations réalisées pour ANTARES donnent [16], à l'arrivée du muon dans le détecteur, un angle entre le neutrino parent et le muon décrit par :

$$\langle \theta_{\mu\nu} \rangle \approx \begin{cases} \frac{0.65^\circ}{(E_\nu/TeV)^{0.48}} & \text{pour } E_\nu < 100 \text{ TeV} \\ \frac{0.33^\circ}{(E_\nu/TeV)^{0.32}} & \text{pour } E_\nu > 100 \text{ TeV} \end{cases} \quad (1.1)$$

1.2.3 Pourquoi se focaliser sur le muon

C'est en fait la topologie des événements dans le détecteur qui conduit à s'intéresser plutôt au neutrino muonique. Cependant la détection des autres saveurs est aussi étudiée en complément [17].

Les particules qui forment les gerbes hadroniques (et aussi électromagnétiques) ont

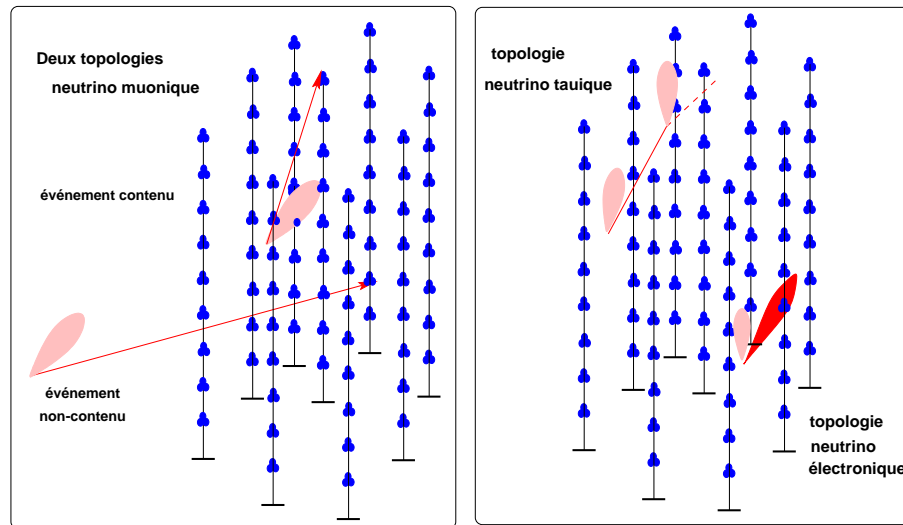


FIG. 1.11 – Différentes topologies d'événements dans un télescope à neutrino, selon la saveur du neutrino. Les lignes représentent la trace d'un lepton reconstrucible à partir du cône de lumière Tchérenkov, les taches claires représentent des gerbes hadroniques, la tache foncée représente une gerbe électromagnétique. (figure de C.Cârloganu).

des temps de vie et des parcours moyens assez faible, ce qui conduit à des gerbes d'extension spatiale réduite : quelques mètres dans l'eau [18]. Or les flux de neutrinos attendus étant faibles, les télescopes à neutrinos doivent être de très grands volumes

instrumentés ce qui limite, pour des raisons de coût, leur granularité. De ce fait, une gerbe sera vue comme ponctuelle par le détecteur. Ceci implique que les interactions par courant neutre ne seront pas utilisables pour faire de l'astronomie neutrino à proprement parler puisqu'elles ne permettront pas de remonter à l'information directionnelle des neutrinos.

Pour les leptons chargés, la longueur de leur trace Tchérénkov dans le détecteur est liée à leur temps de vie.

Le τ se désintègre rapidement ($\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow X$) ce qui donne seulement de petites traces, avec des gerbes hadroniques au début et à la fin de la trace (signature dite du “double bang” cf. figure 1.11[19]).

L'interaction d'un neutrino électronique va donner une gerbe hadronique puis l'électron donne une gerbe électromagnétique, toutes deux de petites dimensions comme montré sur la figure 1.11, à droite.

On a donc un problème pour déterminer la direction des électrons et des taus. A très haute énergie on peut penser détecter les taus (à 1 PeV, la trace d'un τ entre les deux cascades est d'environ 50 mètres [20, 19]) mais en fait seuls les ν_τ entre ~ 200 TeV et ~ 20 PeV seront identifiables. En effet, pour une énergie plus basse, le ν_τ pourra être assimilé à un ν_e car les deux gerbes seront confondues, et pour une énergie plus haute, si on ne voit qu'une des gerbes il sera assimilable à un ν_μ [17], ce qui explique l'intérêt des muons pour pouvoir faire de l'astronomie.

1.2.4 Bruit de fond physique des télescopes à neutrinos $\nu_{atm.}$ et $\mu_{atm.}$

Le signal principal que l'on attend est, comme on l'a vu, un cône de lumière Tchérénkov d'un muon ascendant issu de l'interaction d'un neutrino cosmique avec la Terre. Cependant il y a deux bruits de fond “physiques” inhérents à ce type de détection: les muons et les neutrinos atmosphériques.

Les muons atmosphériques sont les muons issus des interactions des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère, ils ne peuvent pas traverser la Terre mais ils peuvent arriver “par dessus”, car même à 2500 mètres au fond de l'eau (profondeur d'ANTARES) ils ne sont pas tous déjà absorbés. En théorie, on les distingue du signal puisque ce sont des muons descendants. Cependant le flux de muons atmosphériques est tellement important (six ordres de grandeurs au dessus du flux des neutrinos atmosphérique, cf. figure 1.12) qu'il arrive que certains soit “mal reconstruits” c'est à dire que leur trace soit reconstruite comme ascendante au lieu de descendante, c'est donc une source de bruit de fond qui dépendra de la qualité de reconstruction des traces.

Les neutrinos atmosphériques sont considérés comme du bruit de fond lorsqu'on veut faire de l'astronomie neutrino. Ce sont les neutrinos issus des interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère, ils peuvent traverser la Terre, et sont indiscernables, si ce n'est par leur spectre en énergie, des neutrinos provenant de sources astrophysiques. Cependant, leur étude peut être utile pour tester les modèles d'os-

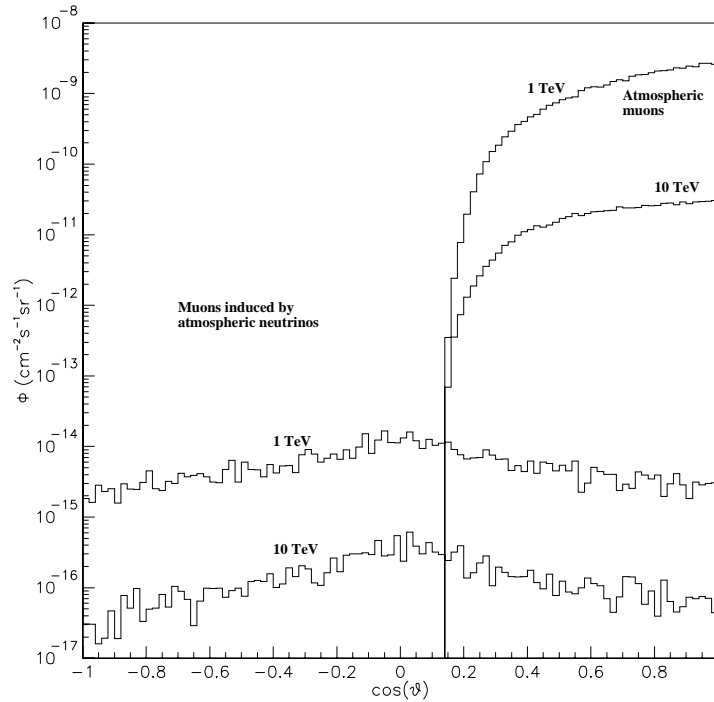


FIG. 1.12 – *Différentes contributions au bruit de fond des télescopes à neutrinos, les muons issus des neutrinos atmosphériques, distribués sur l'ensemble des angles zénithaux et les muons atmosphériques, descendants. Les flux indiqués sont ceux attendus pour ANTARES, donc sous environ 2500 mètres d'eau*

cillations entre neutrinos de différentes saveurs (cf. [20]) et aussi pour étalonner le détecteur.

On distingue deux types de neutrinos atmosphériques : les neutrinos atmosphériques dits “conventionnels” et les neutrinos “prompts”. Les premiers sont issus de la désintégration des kaons et des pions des gerbes atmosphériques ils dominent jusqu’à $10^5 - 10^6$ GeV. A partir de ces énergies, les désintégrations de particules composées de quarks lourds donnent des neutrinos dit “prompts” car ils ne peuvent apparaître qu’au début des gerbes atmosphériques quand l’énergie disponible dans la gerbe est encore suffisante pour produire ces hadrons lourds.

Si les flux de neutrinos conventionnels sont assez bien prédits, les prédictions sur les flux de neutrinos prompts peuvent varier de deux ordres de grandeur [6].

1.3 Les objectifs scientifiques

L’astronomie neutrino est un domaine nouveau, ainsi les objectifs scientifiques sont assez ouverts, contrairement à certains domaines plus avancés où les expériences peuvent être montées dans le but de faire des mesures de précision sur un modèle déjà bien construit.

Comme les télescopes classiques, l’objectif principal d’un télescope à neutrino est

de faire de l'astronomie, de cartographier le ciel, mais en émission de neutrinos. Cependant, une partie du bruit de fond physique des astronomes neutrinos (les neutrinos atmosphériques), peut servir pour un autre objectif scientifique : la mesure des oscillations des neutrinos. D'autre part, les neutrinos peuvent également être la signature de certaines formes de matière noire.

1.3.1 Sources ponctuelles

Un des objectifs principaux des télescopes à neutrino comme ANTARES est la recherche de sources ponctuelles. On s'intéresse d'une part à l'observation de sources connues en photons et susceptibles de produire aussi des neutrinos de haute énergie et d'autre part à la recherche d'éventuelles sources de neutrino "pures".

Les sources potentielles de neutrinos Comme on l'a vu précédemment, l'astronomie de haute énergie la plus développée à ce jour est l'astronomie gamma. Même si, a priori, les neutrinos peuvent venir des sources non-visibles en gamma (à cause de leur interaction plus faible avec la matière environnant la source et celle présente entre la source et nous), les sources détectées en rayon gamma sont les seules sources ponctuelles dont on est sûr qu'elles sont capables d'accélérer des particules aux énergies qui intéressent l'astronomie neutrino (au dessus de 10 ou 100 GeV typiquement). Il est donc naturel de se baser sur les sources gamma pour chercher les sources potentielles de neutrinos de haute énergie.

Les premiers succès de l'astronomie gamma furent les trois catalogues successifs d'EGRET, qui recensèrent au total près de 300 sources, dont une soixantaine au dessus de 1 GeV. Les sources identifiées sont essentiellement des AGN¹ (dont les blazars, qui sont des AGN avec des jets pointés vers nous), des pulsars et des restes de Supernovae, mais une majorité reste non-identifiée. L'astronomie gamma au sol apporte, depuis les années 90, des observations de sources au dessus du TeV, moins nombreuses mais plus spectaculaires.

On peut aussi se tourner vers des sources connues en d'autres longueurs d'onde et susceptibles, étant donnés les modèles astrophysiques qui les décrivent, de produire des neutrinos.

Les méthodes d'analyse Pour chercher une source ponctuelle de neutrinos, sans connaître a priori sa direction, on peut balayer l'ensemble du ciel pour y chercher un excès dans une direction, sachant que le bruit de fond (les neutrinos atmosphériques) est distribué de façon isotrope. Si l'on cherche une source à une position connue, on compare directement le nombre d'événements observés dans cette direction avec le nombre d'événements de bruit de fond attendu.

Une autre méthode est de regarder globalement la vraisemblance du lot de données avec une hypothèse *bruit de fond seul* et une deuxième hypothèse *bruit de fond plus signal*. Cette fois c'est dans la définition de l'hypothèse *signal* que l'on peut inclure

1. Active Galactic Nuclei

l'information de direction.

Les détails sur ces méthodes d'analyses utilisées dans ANTARES seront données au paragraphe 3.4.5, avec leur application à la détection de microquasars.

La figure 1.13 montre une comparaison des limites expérimentales existante ou prédites, les prédictions de limites pour ANTARES sont obtenues avec la seconde méthode, pour un an de prise de données.

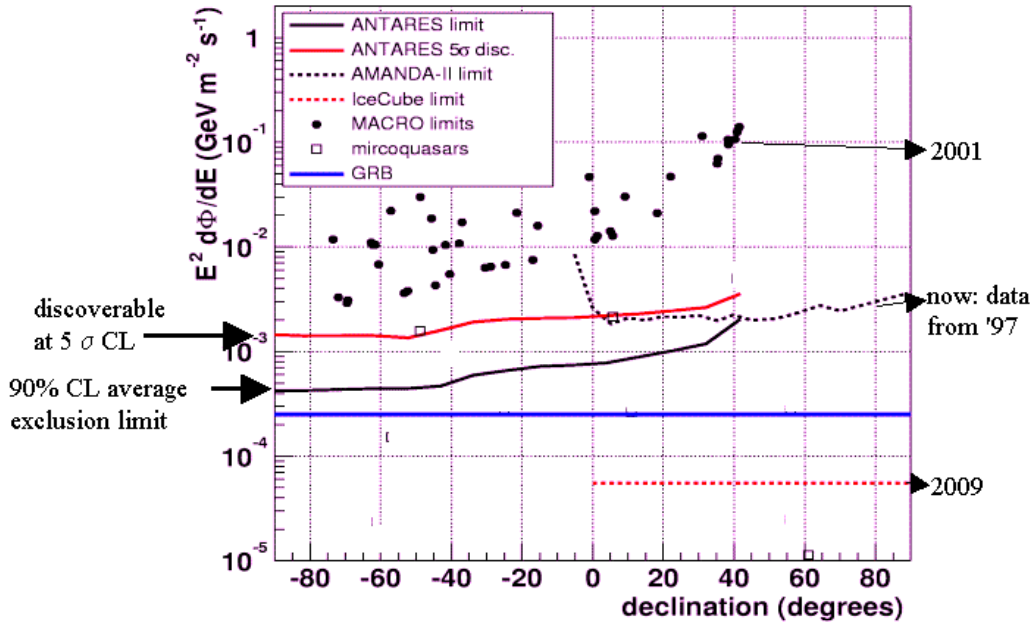


FIG. 1.13 – Limites expérimentales existantes et prévues sur les flux de sources ponctuelles de neutrinos en fonction de la déclinaison.

1.3.2 Flux diffus

Toutes les sources de neutrinos qui sont trop faibles pour être détectées comme sources ponctuelles peuvent néanmoins contribuer à un flux diffus, superposé aux flux de neutrinos atmosphériques. On pense que les Noyaux Actifs de Galaxie (AGN) et les sursauts gamma (GRB) pourraient contribuer à ce flux. Un tel flux pourra se distinguer du flux de neutrinos atmosphériques par son spectre en énergie : ces derniers ont un spectre en $E^{-3.6}$ alors qu'un flux diffus d'origine extraterrestre est plutôt attendu avec un spectre en E^{-2} [21]. La signature de ce flux diffus astrophysique sera donc un excès d'événements à haute énergie, essentiellement au dessus de 10 TeV comme on le voit sur la figure 1.14.

1.3.3 La matière noire

Les développements récents théoriques et observationnels de la cosmologie favorisent un univers où une majorité de la matière est non lumineuse, non baryonique

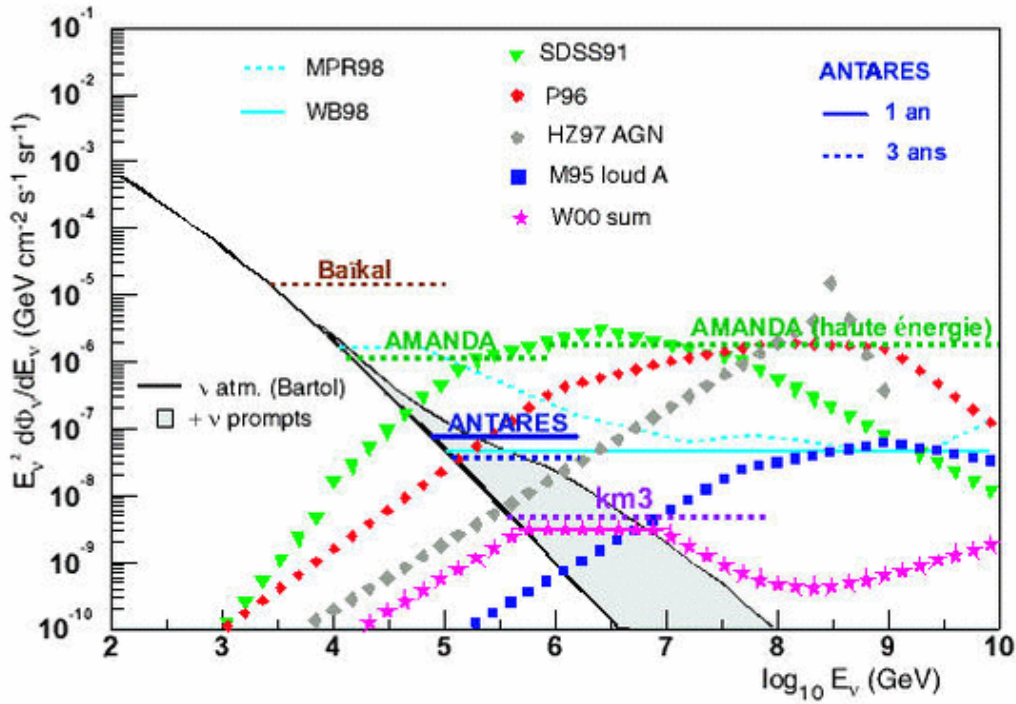


FIG. 1.14 – *Limites expérimentales existantes et prévues sur les flux diffus de neutrinos en fonction de leur énergie.*

et froide (non relativiste) (cf. [22] pour une excellente introduction détaillée sur la cosmologie, la matière noire et la supersymétrie). Certains (bons) candidats pour la matière noire non baryonique sont les WIMPs¹. En effet, si on considère que la matière noire non baryonique est constituée d'un bain de particules massives reliques, la densité relique de ces particules est liée à leur taux d'annihilation et d'interaction. Or les interactions faibles conduisent à un ordre de grandeur de densité qui correspond à ce que l'on attend pour cette matière noire. Parmi ces WIMPs, la supersymétrie propose un candidat : le neutralino.

S'il existe un bain de neutralinos reliques, ils peuvent être capturés gravitationnellement dans un objet astrophysique massif (Soleil, Terre, centre de galaxie...) par une succession de collisions élastiques avec les noyaux de cet objet astrophysique et s'accumuler en son centre (cf. figure 1.15). Ils vont ensuite s'y annihiler deux à deux produisant des bosons de jauge et des quarks lourds dont la désintégration produit des flux de neutrinos.

Les objets astrophysiques qui peuvent être le siège de ces annihilations et qui sont potentiellement intéressants pour les télescopes à neutrinos sont la Terre elle-même, le Soleil et le centre de notre galaxie. On cherche donc le "signal neutralino" comme un excès de neutrinos en provenance du centre de la Terre, de la direction du Soleil ou encore du centre galactique. Il est à noter que la distribution des neutralinos au

1. Weakly Interacting Massive Particles.

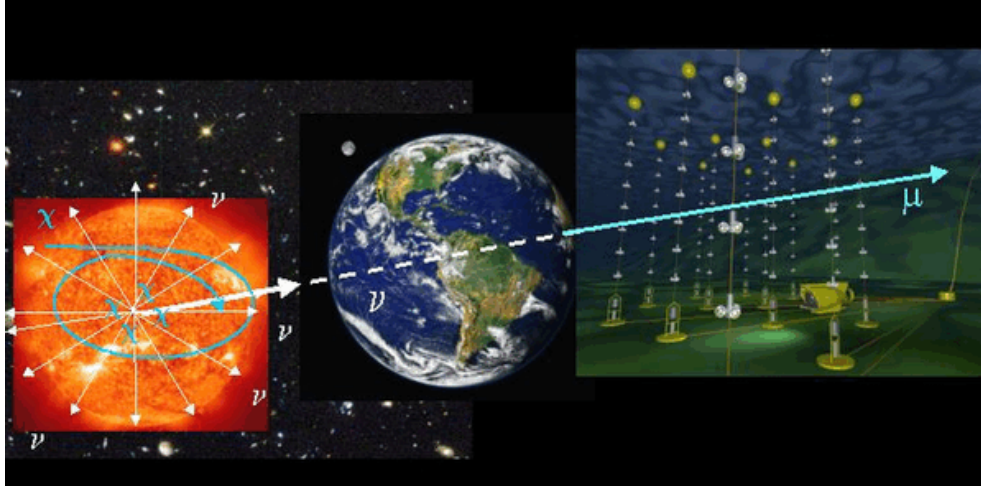


FIG. 1.15 – Capture gravitationnelle des neutralinos reliques, annihilation de ceux-ci et émission de neutrinos de haute énergie détectables par les télescopes à neutrino en provenance du centre de l'objet massif (ici le Soleil).

centre de la galaxie fait encore à l'heure actuelle l'objet de travaux théoriques du fait des fortes incertitudes sur les modèles de halo de matière noire.

Les flux attendus de neutrinos dépendent des paramètres du modèle considéré pour les neutralinos. A titre d'exemple, la prédiction de la limite d'ANTARES sur le flux de muons issus de neutrinos en provenance du Soleil est montrée sur la figure 1.16. Les points correspondent aux prédictions de flux pour différentes valeurs des paramètres de la classe de modèles supersymétriques considérée (ici mSugra).

1.4 Les projets

L'idée d'utiliser les milieux transparents naturels comme radiateurs Tchérenkov pour détecter les muons issus des neutrinos cosmiques de haute énergie n'est pas récente, cependant la mise en œuvre de tels projets n'est pas une mince affaire: d'une part les obstacles techniques ne manquent pas, ce qui a nécessité beaucoup de R&D, d'autre part l'engouement pour l'astroparticule (et le niveau des financements l'accompagnant) est assez récent.

1.4.1 DUMAND

Le projet DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detection) 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 par 4800 mètres de fond au large de la grande île d'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 de rayons cosmiques à grande profondeur. Une opération majeure eut lieu en décembre 1993:

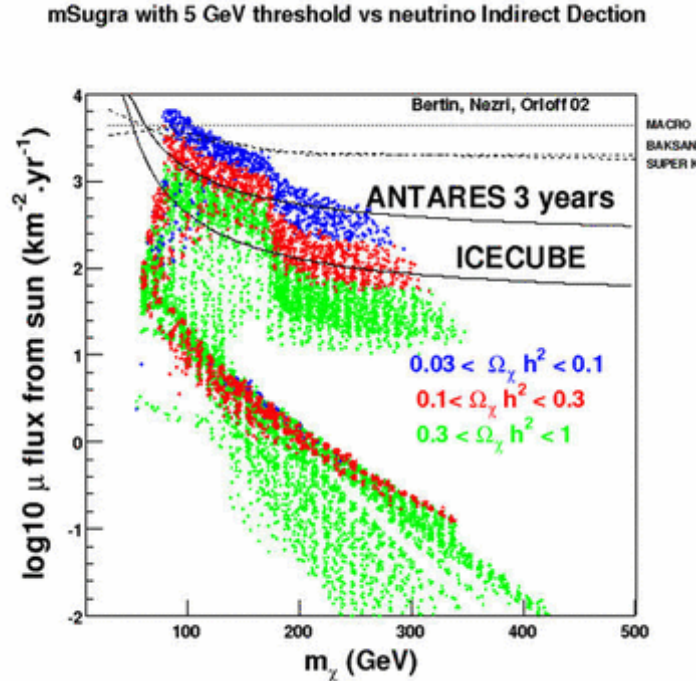


FIG. 1.16 – *Limites expérimentales existantes ou prévues sur le flux de muons issu du flux de neutrinos du aux désintégrations de neutralinos accumulés au centre du Soleil. Les points de couleurs correspondent aux prédictions de flux pour différentes valeurs des paramètres de la classe de modèles supersymétriques considérée (ici mSugra)*

une ligne de photo-détecteurs, 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 toute communication avec les instruments. En 1995, le DOE¹ annulait tout financement ultérieur ce qui signa la fin du projet [23].

1.4.2 BAÏKAL

Situé dans le lac Baïkal, en Sibérie, ce télescope à neutrino 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 sur le lac. Il a détecté les neutrinos atmosphériques, et a permis de poser les premières limites sur les flux diffus de neutrinos cosmiques. Après plusieurs étapes de recherche et développement (depuis 1980) puis de construction (depuis 1990), il est actuellement en fonctionnement avec environ 200 photomultiplicateurs répartis sur 8 lignes (cf. figure 1.17, à gauche).

Les projets d'extension 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 comme montré

1. Department Of Energy, aux États Unis

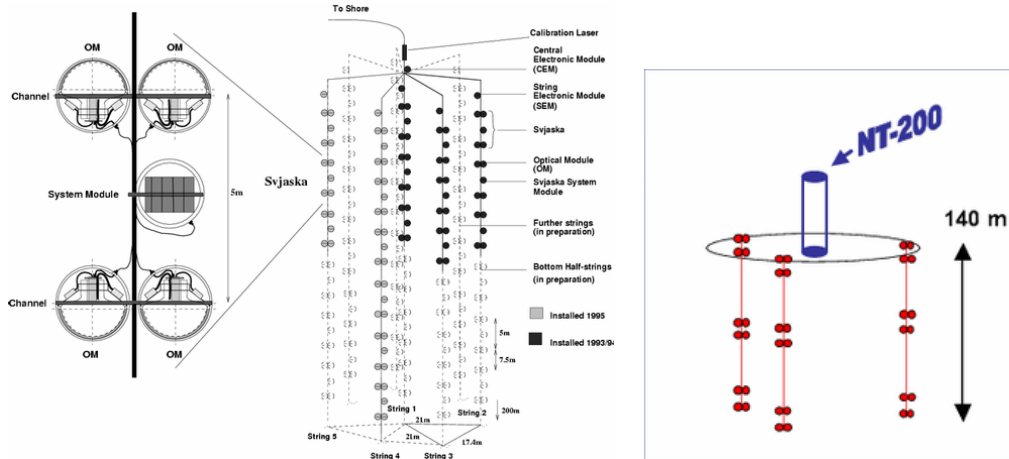


FIG. 1.17 – La structure du détecteur actuel NT 200 (à gauche) et un projet d’extension par ajout de lignes profondes (à droite).

sur la partie droite de la figure 1.17 [24, 25].

1.4.3 AMANDA/ICECUBE

Un télescope à neutrino au pôle sud : AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) est un télescope à neutrino qui utilise la glace de la calotte polaire du pôle sud comme milieu de détection. Le déploiement des lignes se fait en creusant des trous dans la glace avec un jet d’eau chaude, ensuite les lignes sont descendues dans les trous puis la glace se re-forme autour des lignes. Il n’est donc pas possible de récupérer une ligne une fois déployée.

Cependant l’utilisation de la glace comme milieu de détection offre plusieurs avantages:

- les bruits de fond optiques sont très réduits: la bioluminescence et la radioactivité sont quasi nulles.
- la longueur d’atténuation de la lumière est plus grande que dans l’eau
- une grande partie de l’électronique est accessible puisqu’elle se trouve dans un bâtiment en surface.
- aucune opération en mer ni de connexion sous-marine ne sont nécessaires.

Construction du détecteur : Comme tous les projets d’une telle envergure, le détecteur a été construit par étapes successives:

- Dès 1994, un premier ensemble de tests fut déployé entre 800 et 1000 mètres (AMANDA-A). Des bulles d’air présentes dans la glace détérioraient la transparence de celle-ci, limitant la reconstruction des traces Tchérénkov.
- En 1996, 4 nouvelles lignes furent installées, avec 86 photomultiplicateurs entre 1500 et 2000 mètres, cette nouvelle profondeur permit d’améliorer les proprié-

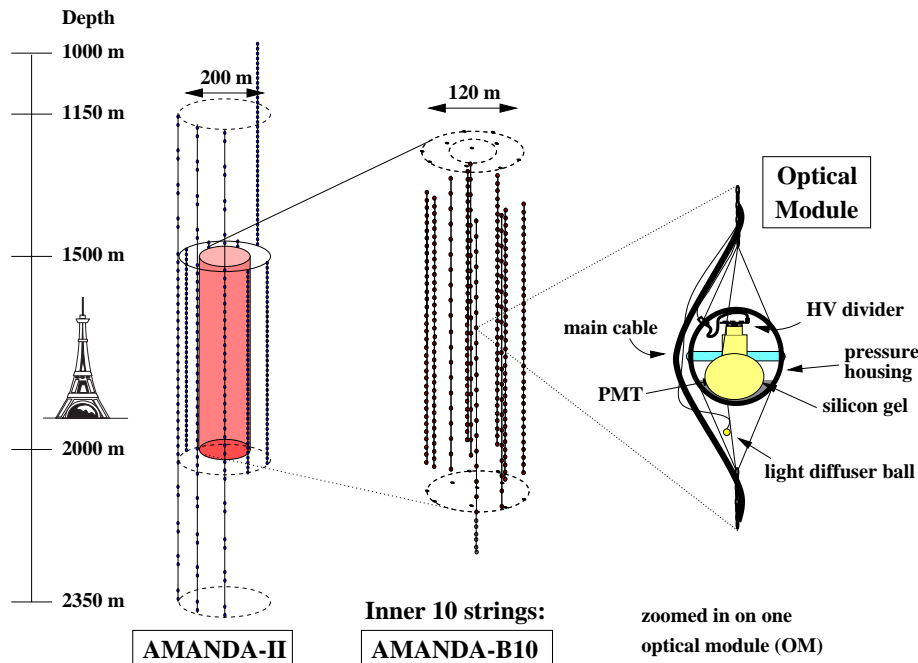


FIG. 1.18 – Structure des détecteurs AMANDA

tés optiques de la glace et valida la faisabilité d'un télescope à neutrino au pôle sud.

- En janvier 1997, le télescope AMANDA-B10 était complet: 10 lignes avec 302 PMs, réparties pour former un cylindre de 60 mètres de rayon (voir figure 1.18).
- L'ajout de 9 lignes, permit de passer à AMANDA-II en 2000. Trois des lignes descendent jusqu'à 2350 mètres de profondeur pour évaluer les propriétés optiques de la glace aux profondeurs qui devraient être utilisées par le futur détecteur IceCube.
- Depuis 2000, la collaboration s'est tournée vers la construction d'un détecteur d' 1 km^3 : IceCube qui sera aussi déployé au pôle sud.

Propriétés optiques de la glace antarctique: Les propriétés optiques de la glace qui sert de milieu de détection ont été étudiées en détail. Les deux facteurs qui limitent les capacités de reconstruction de AMANDA-II sont l'absorption et la diffusion.

L'absorption dépend de la longueur d'onde de la lumière et de la profondeur de la glace étudiée. Elle est due à la fois aux propriétés intrinsèques de la glace et aux poussières emprisonnées dans la glace, qui suivent une distribution fortement inhomogène avec la profondeur (on voit la stratification sur la figure 1.19). Ces différentes strates de poussières se voient plus distinctement avec le coefficient de diffusion, à droite de la figure 1.19.

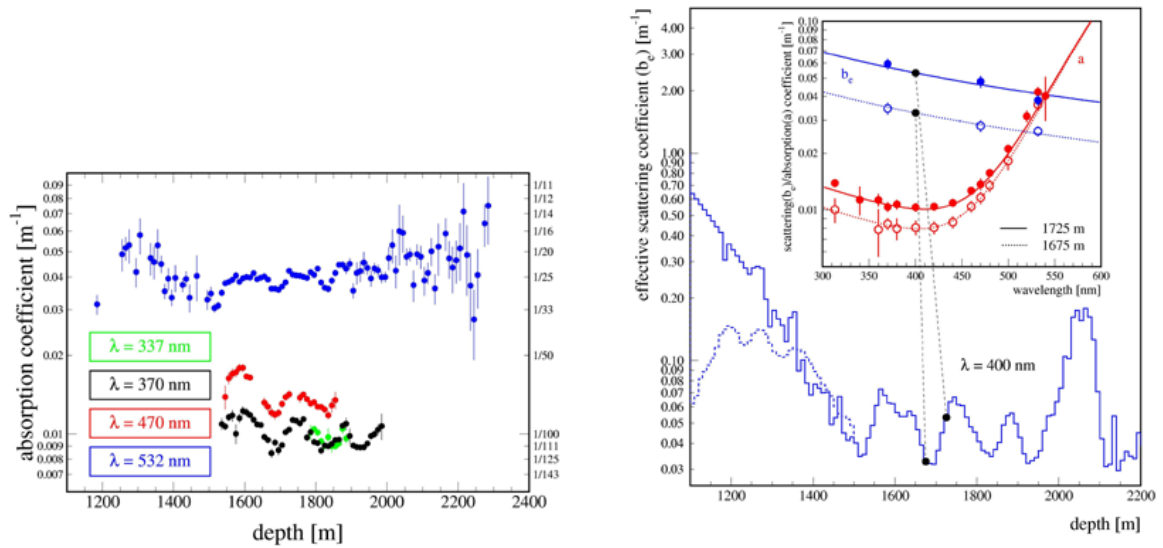
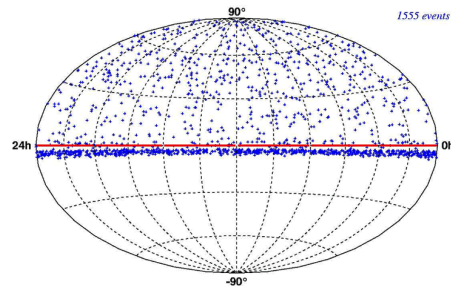


FIG. 1.19 – Les propriétés optiques de la glace d’AMANDA en fonction de la profondeur: à gauche le coefficient d’absorption ($1/L_{abs.}$) pour plusieurs longueurs d’ondes et à droite le coefficient de diffusion ($1/L_{diff.}$)

Résultats Actuellement, les résultats d’AMANDA apportent les premières contraintes sévères pour la physique et l’astrophysique des neutrinos. En voici un bref aperçu¹:

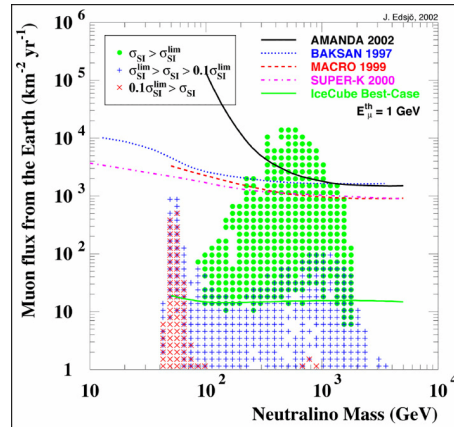
- *Recherche de sources ponctuelles*
Ci-contre, la carte du ciel vue par AMANDA-II. Etant donné sa position au pôle sud, seul l’hémisphère nord du ciel est observable. Il n’y a pas d’évidence de source de neutrino “extraterrestres”, les événements observés sont compatibles avec le flux (isotrope) attendu de neutrinos atmosphériques.



1. Pour plus de détails, voir le site web officiel de la collaboration [26] et tous les papiers récents qui y sont répertoriés [27].

- *Recherche de matière noire WIMPs*

Les limites d'AMANDA et d'autres expériences sur les WIMPs supersymétriques, obtenues en cherchant un excès de neutrinos de haute énergie en provenance du centre de la terre. La figure ci-contre montre aussi une comparaison avec les recherches directes de WIMPS.



1.4.4 En Méditerranée: ANTARES/NEMO/NESTOR

Trois télescopes à neutrino sont actuellement en projet en Méditerranée. Le projet ANTARES est parmi ceux-là et sera décrit en détails dans le chapitre 2.

NEMO Le projet de R&D NEMO étudie les possibilités d'installer un détecteur d'un km³ au large de la Sicile. Plusieurs sites ont été étudiés et un site a été sélectionné à environ 70km au sud-est de Capo Passero, par 3350 mètres de fond.

Une géométrie de détecteur a été proposée: les photomultiplicateurs sont fixés sur des bras rigides, reliés par des câbles pour former des tours de 750 mètres. Chaque bras porte 4 modules optiques deux dirigés vers le haut et deux vers le bas comme montré sur la figure 1.20. Le détecteur proposé comporte 64 tours de ce type, espa-

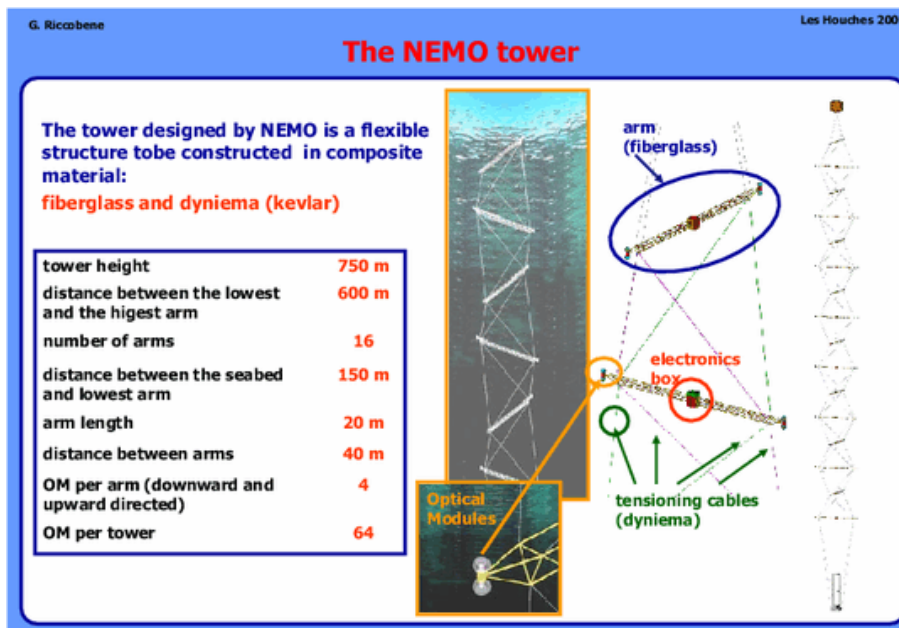


FIG. 1.20 – Structure d'une tour NEMO.

cées de 200 mètres, soit un total de 4096 photomultiplicateurs. Les simulations des performances du détecteur indiquent qu'il pourrait atteindre une résolution angulaire meilleure que 0.3° .

NESTOR Le projet Nestor prévoit de déployer un télescope à neutrino au large de la baie de Navarino, près de Pylos, en Grèce. Le site sélectionné a une profondeur de presque 4000 mètres.

La structure élémentaire du détecteur est montrée sur la figure 1.21. Il s'agit d'une tour de 12 étages en étoile portant chacun 14 photomultiplicateurs orientés vers le haut et vers le bas. Le détecteur proposé comporte six tours de ce type. En 2002 le

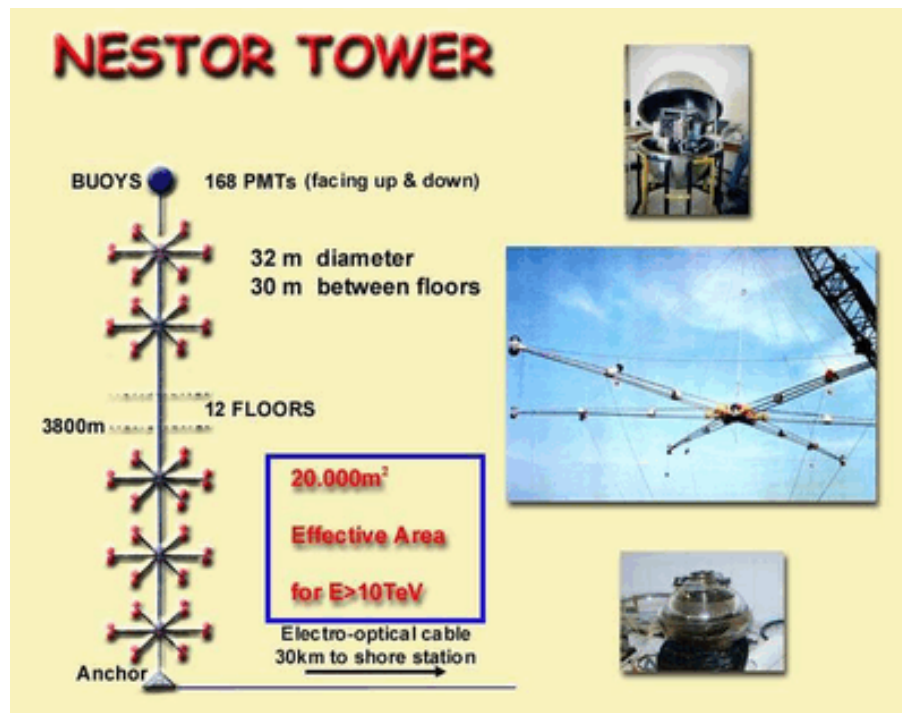


FIG. 1.21 – Structure d'une tour NESTOR

câble principal 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 et un câble de 28 km à la station à terre. Cette étoile comportait 12 photomultiplicateurs de 15 pouces aux extrémité des bras de l'étoile, et l'électronique de lecture et de contrôle est logée dans une sphère en titane au centre de la structure.

Pour réaliser la connection, l'extrémité du câble venant de la côte a été remonté à la surface, connecté au pied de ligne, puis l'ensemble a été remis à l'eau.

Chapitre 2

Le télescope à neutrino ANTARES

Dans ce chapitre, nous présenterons le projet ANTARES dans ses grandes lignes, puis nous décrirons le détecteur qui est en cours de construction, en insistant sur les éléments qui ont un rôle important pour la calibration en temps, qui fera l'objet du chapitre 4. Ensuite, nous détaillerons les étapes du projet qui ont eu lieu entre 2001 et 2004 : la construction, le déploiement et l'opération en mer de la ligne secteur prototype. Enfin, nous passerons en revue les performances attendues pour le détecteur ANTARES. Ces performances rendent possible la recherche de sources ponctuelles qui sera le point de départ de l'étude des microquasars avec ANTARES, détaillée au chapitre 3.

2.1 Le projet ANTARES

Créée en 1996, ANTARES est une collaboration européenne qui regroupe maintenant près de 200 physiciens et ingénieurs de sept pays (Allemagne, Espagne, France, Italie, Pays-Bas, Royaume-Uni et Russie, cf. figure 2.1).

De 1996 à 1999, une première phase du projet a été une phase de recherche et développement, conclue par la construction, le déploiement et l'opération d'une ligne "démonstrateur", montrant la faisabilité d'un télescope à neutrinos en Méditerranée. Parallèlement, plus de 40 opérations en mer ont permis d'étudier les paramètres environnementaux importants pour le bon fonctionnement d'un télescope à neutrinos sous-marin: qualité optique de l'eau, courants sous-marins, bio-salissure et bruit de fond optique¹. L'ensemble des études a permis de valider un site au large de Toulon (cf. figure 2.3) pour accueillir le détecteur complet.

La deuxième phase du projet est en cours depuis 2000, l'objectif est le déploiement du détecteur 0.1km², constitué de 12 lignes². Plusieurs étapes ont déjà été réalisées:

- En octobre 2001, le câble électro-optique reliant le site ANTARES à la station de contrôle de La Seyne-sur-mer a été posé.

1. pour plus de détails cf. partie 2.2 et [28].

2. 0.1 km² correspond à l'objectif initial de surface effective pour les muons, voir en fin de chapitre la surface effective pour les neutrinos calculée à partir des simulations complètes du détecteur dans sa forme actuelle.

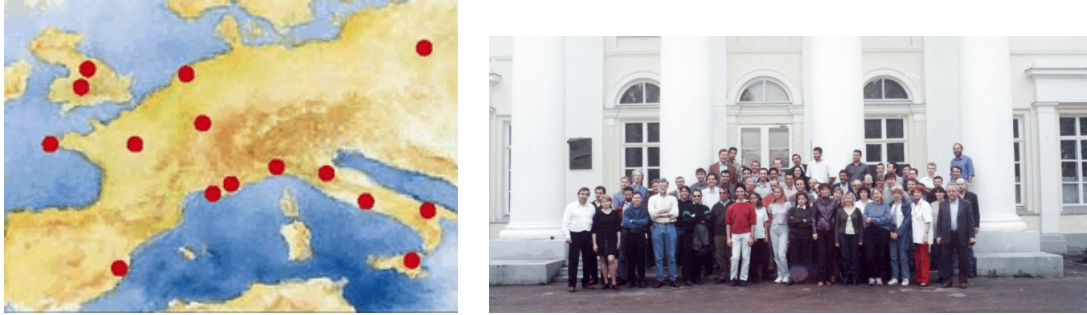


FIG. 2.1 – À gauche la carte des instituts de la collaboration, à droite la collaboration en réunion à Moscou en mai 2001.

- En décembre 2002, a été déployée la boîte de jonction qui permet de relier le câble électro-optique allant à terre et les différentes lignes du détecteur.
- Début 2003, deux lignes ont été déployées puis connectées à la boîte de jonction par le *Nautilus* (sous-marin habité de l’Ifremer) comme montré sur la figure 2.2. Ces deux lignes, la ligne-secteur prototype (PSL) et la mini ligne instrumentée (MIL), ont fonctionné plusieurs mois avant d’être récupérées. Elles ont permis de valider la plupart des choix techniques pour commencer la “production de masse” des 12 lignes, formant le détecteur 0.1 km^2 (pour plus de détails sur ces deux lignes, se reporter au paragraphe 2.4).

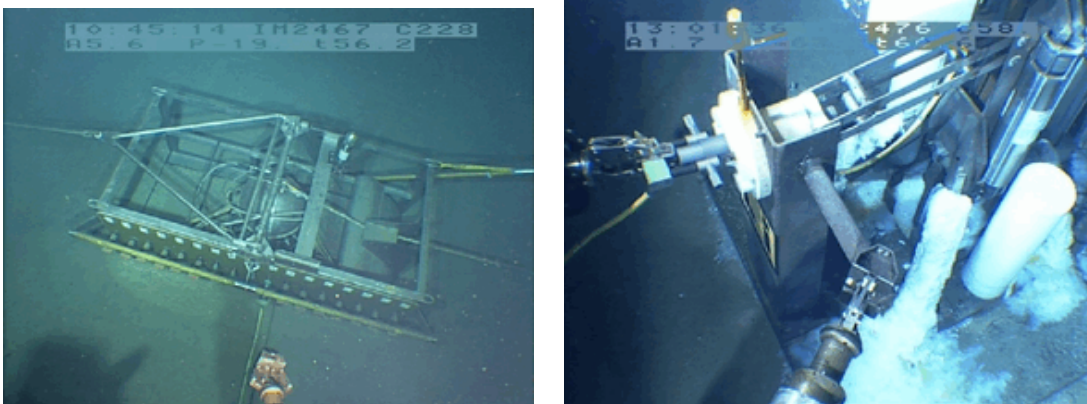


FIG. 2.2 – Connexion sous-marine par le *Nautilus* de la mini-ligne instrumentée, à gauche la boîte de jonction, à droite, le pied de la ligne.

La production en masse des éléments du détecteur étant maintenant commencée, les 12 lignes vont être déployées au fur et à mesure et le détecteur entier devrait être opérationnel d’ici 2006.

Ce détecteur sera une étape importante pour tester en pratique le concept de télescope à neutrino en Méditerranée avant de commencer la prochaine étape, qui

sera de construire un détecteur de 1 km^3 ¹, pour atteindre des performances qui permettent réelemment de faire de l'astronomie neutrino.

2.2 Le site

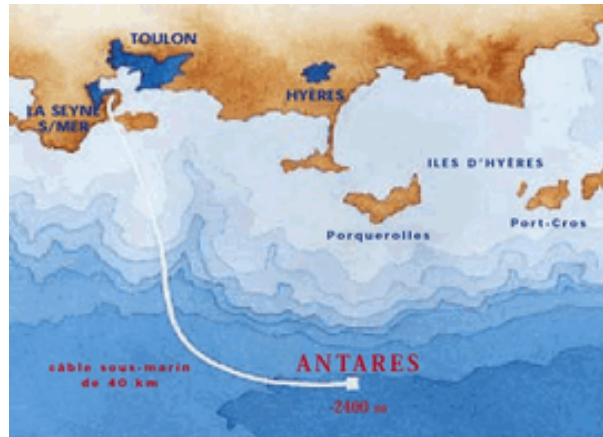


FIG. 2.3 – Carte du site ANTARES.

Le site choisi, au large des côtes provençales (cf. figure 2.3), remplit plusieurs critères:

- Le site est propre et dégagé, le sol est exclusivement constitué de sédiments. Il est presque parfaitement plat sur les $300 \times 300 \text{ m}^2$ prévus pour le détecteur en effet, $1000 \times 1000 \text{ m}^2$ ont été inspectés avec le sous-marin *Cyana* (sous-marin habité de l'Ifremer), la profondeur varie de quelques mètres sur cette surface ce qui correspond à une inclinaison maximale du sol de quelques degrés.
- La profondeur (2475 mètres) est suffisante pour garantir l'absence de lumière du soleil (minimum 1000 mètres) et pour limiter le bruit de fond dû aux muons atmosphériques. On reste cependant au dessus des 3000 mètres car cette profondeur correspond à une barrière technologique et donc financière (la plupart des équipements sous-marin industriels standards sont certifiés jusqu'à 3000 mètres, ensuite il faut passer aux équipements dits de "très grand fond").
- La distance à la côte (40 km) est raisonnable. Cela permet de limiter le coût du câble électro-optique qui relie le détecteur à la côte et de limiter aussi les pertes de puissance de l'alimentation.
- Le bruit de fond optique y a été mesuré et est suffisamment faible pour ne pas limiter les performances du détecteur.

1. pour des raisons historiques, pour cette taille de détecteur on parle en termes de volume équipé.

- Les propriétés optiques de l'eau y ont également été étudiées et leur prise en compte dans les simulations du détecteur permet d'évaluer précisément les performances du détecteur.
- L'infrastructure marine est importante dans la région de Toulon, où sont aussi implantées de nombreuses entreprises expertes en technologie marine.

2.3 Le détecteur

Le détecteur complet comporte 12 lignes immergées, il est relié à la côte par un câble. Depuis la station à terre à la Seyne-sur-mer (cf. figure 2.4), on alimente le détecteur et on reçoit les données.

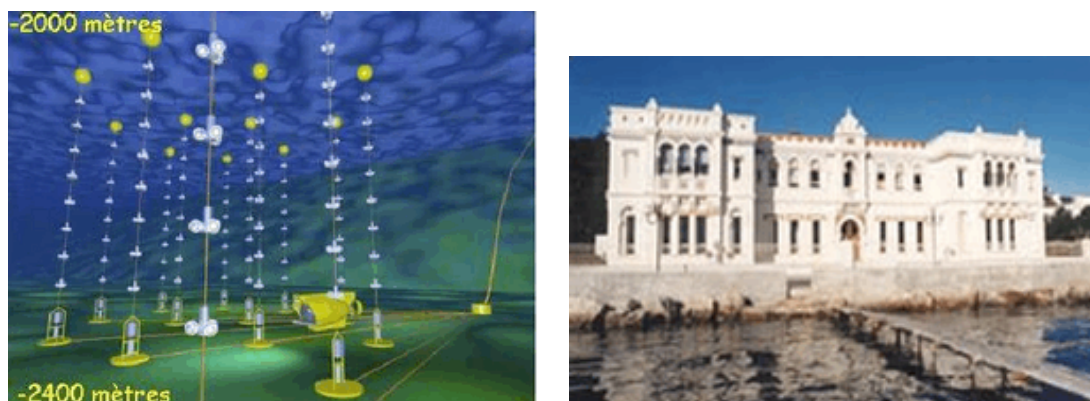


FIG. 2.4 – *A gauche, vue d'artiste du détecteur avec un sous-marin, à droite la station à terre : l'Institut M.Pacha à La Seyne-sur-mer.*

2.3.1 La structure générale

Le détecteur ANTARES est, comme on l'a vu, constitué de 12 lignes verticales (cf. figure 2.5). Les lignes sont toutes connectées à une boîte de jonction, elle-même connectée à la station à terre de La Seyne-sur-mer par un câble électro-optique de 40 km.

Chaque ligne comporte 25 étages (cf. figure 2.6) et est maintenue verticale par une ancre en bas et une bouée en haut¹. Le pied de la ligne (BSS : Bottom String Socket) est attaché à l'ancre par un crochet manœuvrable par commande acoustique qui est utilisé lors de la récupération des lignes : le crochet s'ouvrant, la ligne est larguée et, détachée de son ancre, remonte, par flottabilité.

Le BSS supporte aussi des modules de contrôle et d'alimentation de la ligne (SCM : String Control Modul et SPM : String Power Module). Sur chaque pied de ligne est fixé, à l'extrémité d'une perche, un transducteur (hydrophone émetteur et récepteur)

1. le haut des lignes se trouvant à 2000 mètres de fond, les bouées sont faites en mousse syntactique, de densité inférieure à 1 mais résistante aux 200 bars ambiants.

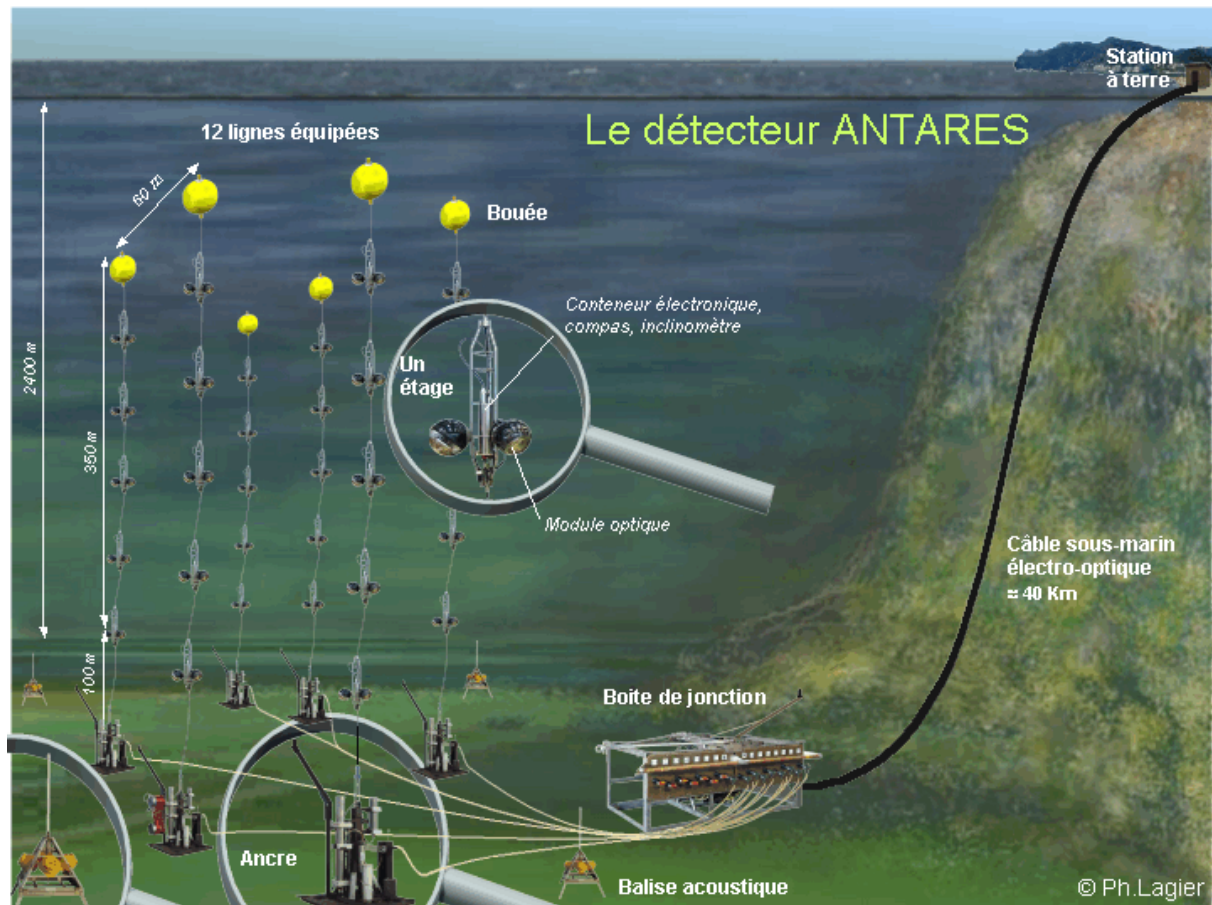


FIG. 2.5 – Schéma global du détecteur.

utilisé pour le positionnement acoustique. Ce système de triangulation acoustique utilise les balises acoustiques placées autour du “champs ANTARES” pour positionner le pied de la ligne lors de son déploiement (positionnement absolu).

Un deuxième système de positionnement acoustique permet de positionner certains étages, équipés d’hydrophones (positionnement relatif). Ce qui permet de connaître la forme de la ligne et donc la position des photomultiplicateurs à chaque instant.

Chaque étage est constitué d’un triplet de modules optiques (OM pour Optical Module) et d’un conteneur d’électronique (LCM pour Local Control Module) comme montré sur la figure 2.7. Celui-ci contient les différentes cartes électroniques qui permettent de lire et traiter les signaux des PMs, de mesurer l’orientation de l’étage dans les trois dimensions (compas et inclinomètres), et de contrôler l’intégrité et le bon fonctionnement des différents composants (mesure de températures, d’humidité, de tensions et de courants). Il permet aussi de conditionner toutes les données (à la fois les données “physiques” et les données de contrôle du détecteur) pour les transmettre à la terre, via le système d’acquisition. Une carte spécifique sert à la synchronisation via le système de distribution d’horloge.

Les caractéristiques des modules optiques sont détaillées dans le paragraphe 2.3.2

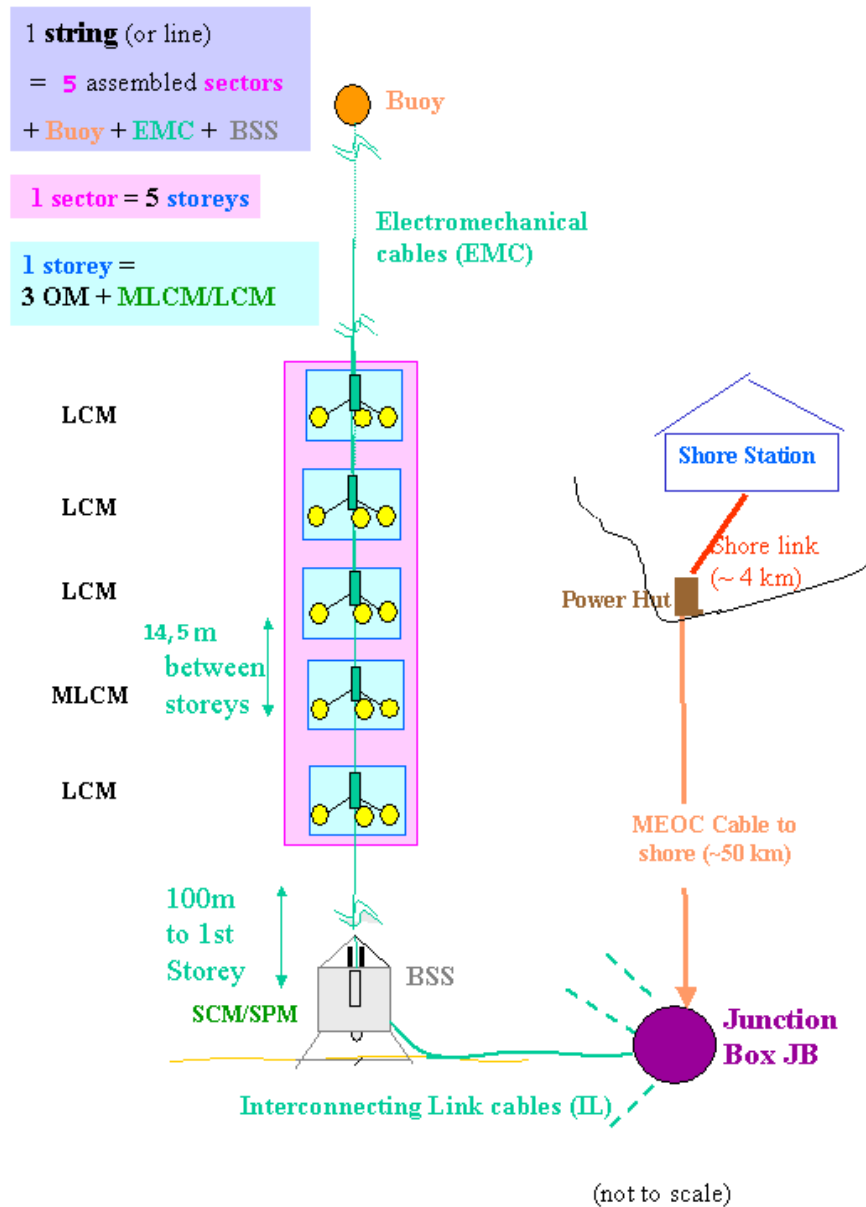


FIG. 2.6 – Schéma d'une ligne du détecteur.

et une présentation fonctionnelle de l'acquisition des données est faite dans le paragraphe 2.3.3.

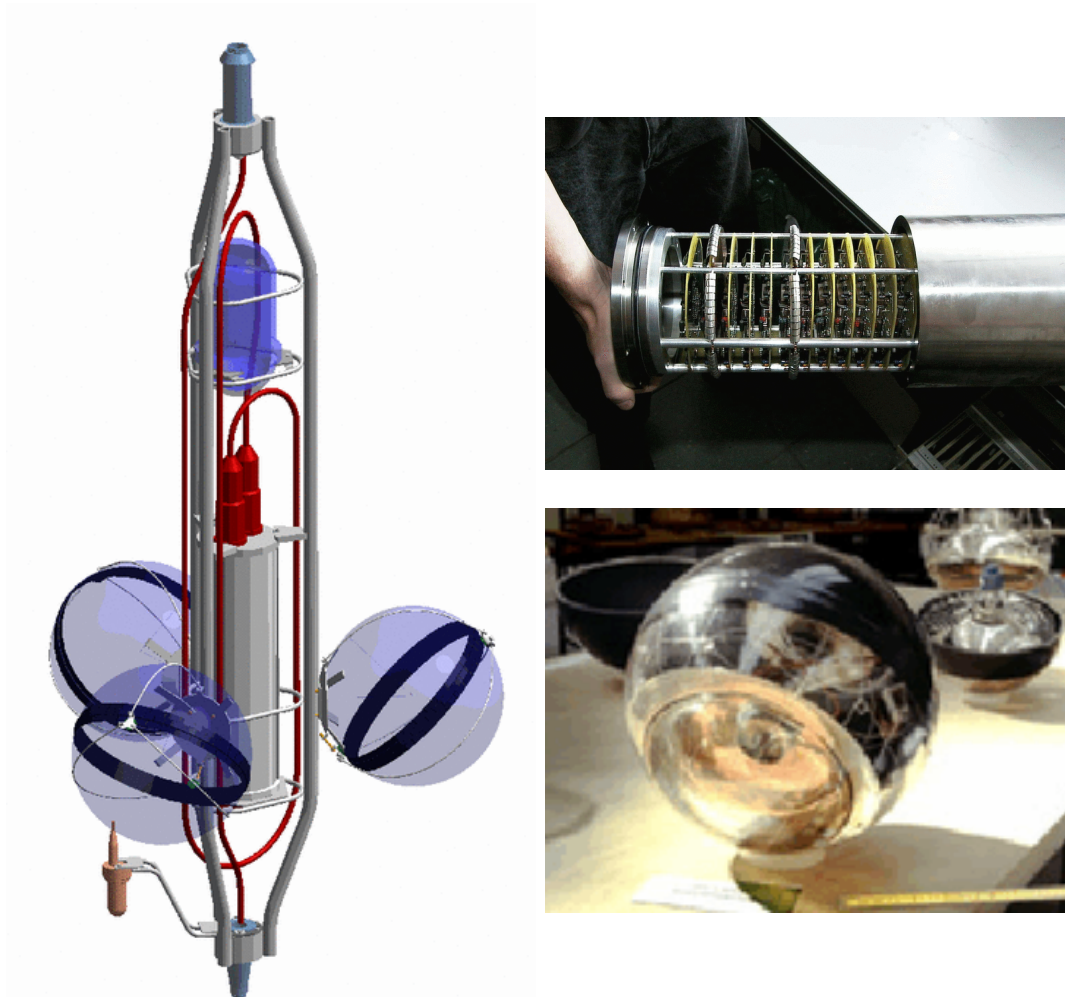


FIG. 2.7 – Schéma détaillé d'un étage du détecteur et photos de ses deux principaux éléments. La structure en titane permet d'assembler le cylindre en titane contenant l'électronique (LCM) vertical au centre, et en bas, orientés à 45° les trois modules optiques (OM). Le LCM (Local Control Module) contient toute l'électronique nécessaire au fonctionnement de l'étage.

2.3.2 Les modules optiques

Les modules optiques constituent la partie sensible du détecteur et, comme tout le reste du détecteur, ils doivent résister à des conditions environnementales difficiles (transport, déploiement et surtout pression ambiante de presque 250 bars durant toute leur durée de vie). Chaque module optique est une sphère de verre de 2 cm d'épaisseur contenant un photomultiplicateur (PM) Hamamatsu de 10 pouces. Le PM est collé à la sphère avec un gel optique (d'indice $n=1.404$) pour limiter les pertes de lumière aux interfaces. Une cage en μ -métal est utilisée pour protéger le PM du champ magnétique terrestre (qui augmenterait la dispersion du temps de transit dans le PM en perturbant la trajectoire des électrons arrachés à la photocathode).

Le module optique contient aussi l'électronique nécessaire à l'alimentation haute tension du PM ainsi qu'un système d'étalonnage interne utilisant une LED.



FIG. 2.8 – *OM et Photomultiplicateur Hamamatsu R7081-20*

Le photomultiplicateur est décrit en détails dans l'annexe I, l'électronique de lecture et le traitement des signaux des PMs sont décrits ci-dessous.

2.3.3 Lecture, transmission et stockage des données

2.3.3.1 Schéma général

Le rôle principal du système de lecture, de déclenchement et d'acquisition des données (DAQ pour Data Acquisition) est de transformer le signal en sortie des PMs en des données lisibles par les logiciels de reconstruction et d'analyse. Un schéma général de l'ensemble du système est montré en figure 2.9.

Les signaux issus des OMs sont dirigés vers les ARS (Analog Ring Sampler) qui ont pour rôle de numériser le temps d'arrivée et la charge du pulse (ou "hit"). Le temps d'arrivée du hit est référencé à partir de la carte horloge locale du LCM. Toutes les cartes horloges des LCM sont synchronisées depuis la terre par l'horloge principale. La carte DAQ de chaque LCM envoie à terre les données sous forme d'une liste de hits consécutifs ("frame"), dont la longueur est fixée autour de 10 ms de prise de données.

Le système de traitement des données à terre est constitué d'une ferme de processeurs (moins d'une centaine), toutes les données d'une même "frame" sont traitées par un seul et même processeur. Les données "de physiques" sont triées par le logiciel "DataFilter" avant d'être écrites sur disque par le logiciel "DataWriter".

La carte DAQ d'un LCM gère aussi les données de et vers les instruments de mesures "slow control", ainsi les paramètres d'environnement et de calibration (positionnement) sont stockés dans la base de données via le logiciel "DBWriter" en parallèle à l'acquisition des données des PMs.

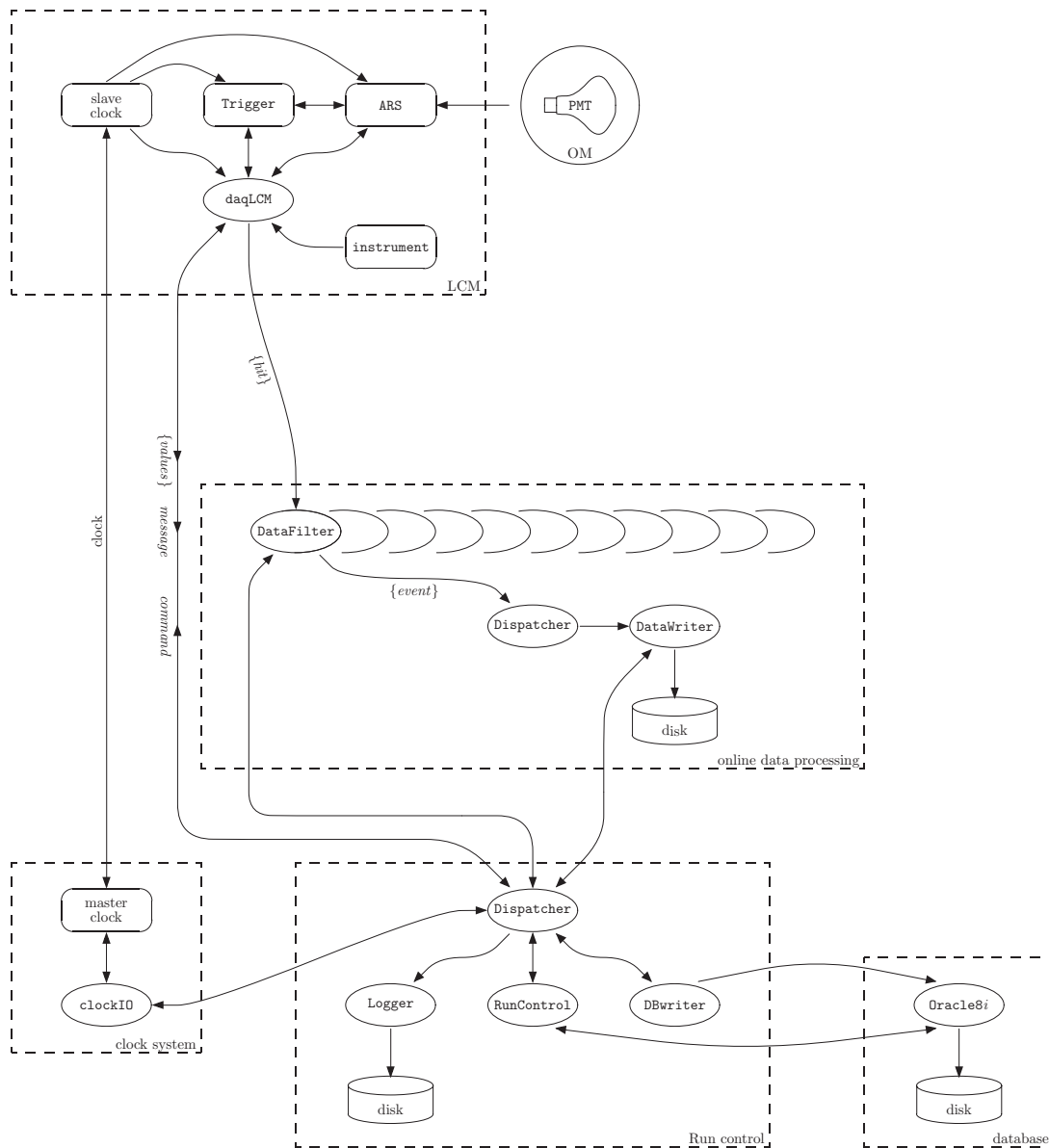
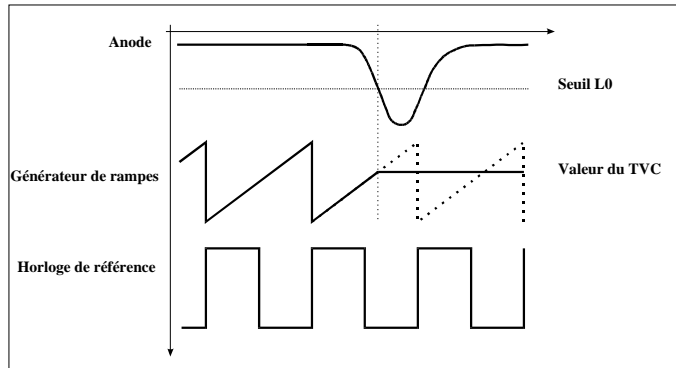


FIG. 2.9 – Schéma général du système d'acquisition des données d'ANTARES, les ellipses correspondent à des processus "software", les rectangles à des éléments "hardware", les liens entre eux correspondent à des échanges d'information.

2.3.3.2 La lecture des signaux PMs par l'ARS

L'ARS est un circuit électronique qui a été développé pour lire les PMs et extraire du signal brut les données utiles, à savoir le temps d'arrivée de l'impulsion du PM et sa charge. Afin de réduire les temps morts, deux ARS se relayent pour lire un même PM.

Le temps La numérisation du temps utilise un signal horloge à 20 MHz qui vient de la carte horloge. L'ARS a un registre interne de 24 bits incrémenté par ce signal horloge (donc toutes les 50 ns) et qui est remis à zéro par un signal spécifique (RTS pour Reset Time Stamp). La lecture de ce registre donne un Time Stamp qui donne le temps d'arrivée de l'impulsion avec une précision de 50 ns. Un convertisseur temps-tension (TVC pour Time to Voltage Convertor) est utilisé pour interpoler entre deux coups d'horloge (entre deux TimeStamp consécutifs). Le TVC est un générateur de rampe en tension synchronisé avec le signal horloge. Lorsqu'on lit la tension à un instant donné, elle est proportionnelle au temps écoulé depuis le début de la rampe comme montré ci-contre. Afin d'obtenir des rampes en tension qui retombent instantanément à zéro, on utilise en fait deux TVCs en alternance.



La prise de données pas à pas La figure 2.10 montre le schéma de fonctionnement global de l'ARS. L'anode du PM est connectée à l'entrée analogue principale de l'ARS. Ce signal est discriminé par un seuil en tension (typiquement 0.3 pe^1 soit $\sim 20 \text{ mV}$). Si ce seuil en tension est dépassé, la charge du pulse est intégrée (durant une durée programmable entre 25 et 80 ns), le registre interne d'horloge est recopié, ainsi que la valeur du TVC. Ces trois valeurs (charge, Time Stamp et TVC) sont temporairement stockées dans une mémoire tampon mixte analogue-digitale (seul le Time Stamp est déjà digital). Cette mémoire tampon peut stocker jusqu'à 16 hits en mode SPE (Single Photo Electron) ou 4 hits en mode WF (Waveform). A la sortie de cette mémoire tampon, les valeurs sont numérisées par un ADC 8-bits (Analogue to Digital Converter) et mises en série sur le port d'entrée-sortie.

La charge Avec une amplification de 5.10^7 (gain nominal) un photoélectron (pe) donne un signal de l'ordre de 60 mV sur une charge de 50Ω . Grâce à la comparaison du signal avec un gabarit montré en figure 2.11 (PSD pour Pulse Shape Discriminator), l'ARS peut distinguer un pulse simple photon (mode SPE) et un signal plus complexe qui nécessite une numérisation complète du signal (mode WF) sur 128 points. La dynamique est de 15 pe pour le mode SPE et 20 pe pour le mode WF.

Le format des données L'ARS peut générer six types de hits. Chacun contient un "header" de 8 bits indiquant : le numéro identifiant l'ARS (sur 2 bits), un indicateur du type de hit (3 bits), un indicateur PSD (indiquant le résultat de la comparaison du pulse avec le gabarit), un indicateur ACQ/bus (qui indique si l'ARS est

1. 1 photoélectron (pe) : c'est le signal issu d'un photon unique, il est utilisé comme unité de charge ou d'amplitude pour décrire une impulsion.

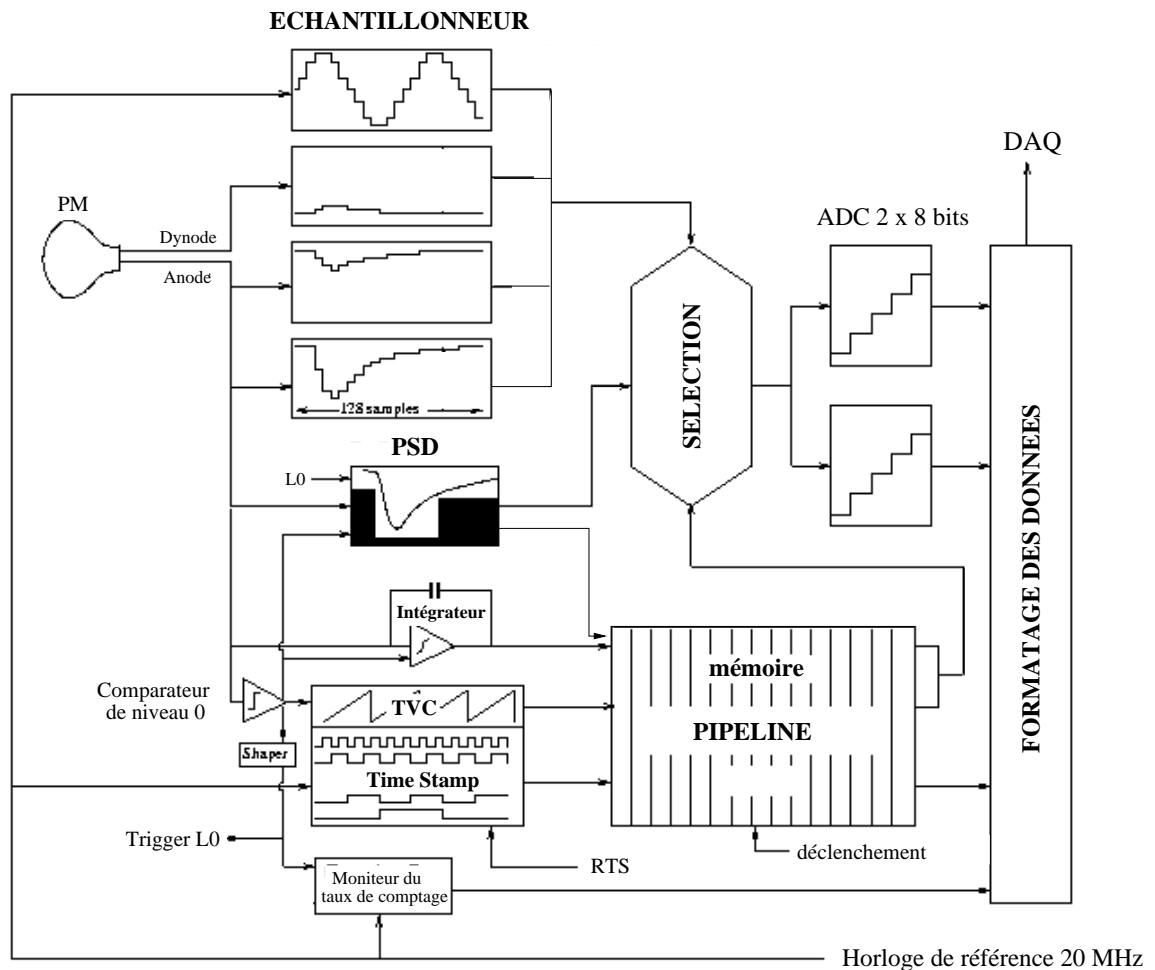


FIG. 2.10 – Schéma du traitement du signal d'un PM dans l'ARS.

autorisée, par le système d'acquisition, à produire des hits), et un indicateur CRM (Counting Rates Monitoring) qui permet de savoir quand un PM est saturé par un pic de bioluminescence.

Les deux premiers types de hits sont les SPE et les WF déjà mentionnés. Le troisième est aussi un hit de type WF mais qui contient en plus des informations issues de certaines dynodes du PM afin d'augmenter la dynamique disponible en charge. Les autres types ne sont pas des hits réels correspondant à un signal sur le PM mais des hits servant de "message de service" au système d'acquisition :

- les hits RTS sont produits à chaque fois que le registre horloge interne de l'ARS atteint son maximum ou est remis à zéro par un signal externe (à l'ARS). Ils ne contiennent que le dernier Time Stamp avant la remise à zéro.
- les hits STATUS sont produits à la mise en route ou lorsque le slow control commence et termine un échange de données et/ou de commandes avec l'ARS.

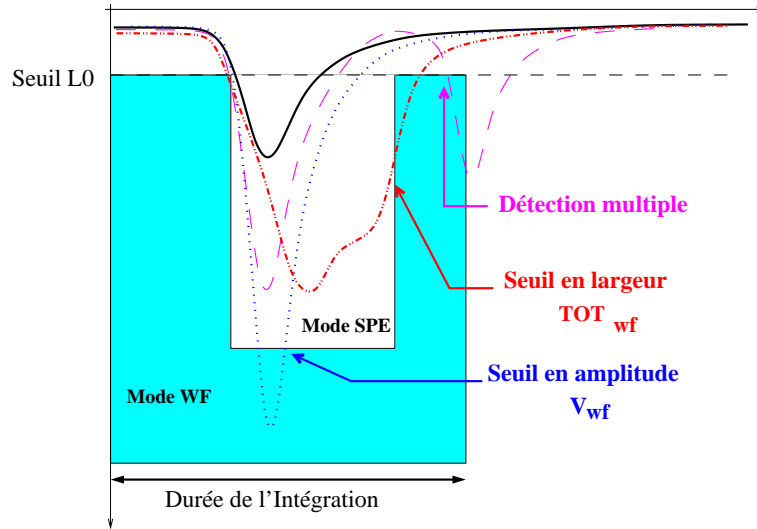


FIG. 2.11 – Schéma de la comparaison du pulse avec un gabarit, le résultat de cette comparaison est un choix de mode de numérisation : SPE ou WF. TOT : Time Over Threshold. [15].

Les hits STATUS ne contiennent également que le Time Stamp.

- les hits CRM sont produits lorsque le nombre de hits physiques (SPE ou WF) a atteint la valeur fixée comme “precount”. Le hit contient le Time Stamp et le temps écoulé pour atteindre le precount.

2.3.3.3 De l’ARS au fichier ROOT

Le système d’acquisition des données achemine les données depuis chacune des ARS jusqu’à la station à terre où elles sont filtrées puis enregistrées sur disque.

Le filtrage Toutes les données sont amenées à terre mais il est nécessaire de trier ces données avant de les enregistrer afin d’en réduire le volume. Le filtre mis au point a pour objectif de garder un maximum de données provenant de traces Tchérénkov de muons et d’éliminer un maximum de hits provenant du bruit de fond optique. Pour cela, le filtre utilise les notions de coïncidence et de causalité entre tous les hits d’une même tranche temporelle (une “frame” de 10 ms) en fonction de la position des modules optiques qui ont fourni les hits : il sélectionne les données qui s’apparentent à une trace Tchérénkov. Le filtre est paramétrable de manière à avoir à disposition un filtrage plus ou moins fort.

Les données utilisables En sortie du DataFilter, un événement “physique” (“*Physics event*”) regroupe plusieurs hits. Les données sont enregistrées dans des fichiers de format ROOT [29]. Il y a un fichier par run, un nouveau run étant automatiquement lancé au delà d’une certaine taille de fichier. Les données sont enregistrées sur

disque à la station à terre et copiées régulièrement sur le système de stockage de données HPSS au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon.

2.4 Actualité du projet

Dans cette partie, on va donner un aperçu de l'actualité du projet ANTARES entre 2002 et 2004. On décrira plus précisément la ligne secteur, sur laquelle a été testé le système de calibration en temps à terre qui fera l'objet du chapitre 4. On récapitulera ensuite les connaissances que l'on a sur le bruit de fond optique sur le site ANTARES. Enfin on décrira la deuxième ligne prototype qui a été construite et opérée en même temps que la ligne secteur : la Mini Ligne d'Instrumentation (MIL) qui comportait des instruments de mesure des paramètres environnementaux.

2.4.1 Le câble et la boîte de jonction

Le câble et la boîte de jonction sont deux parties du détecteur final déjà en place au fond de l'eau.

Le câble a été posé en octobre 2001, il relie le site ANTARES à la côte. C'est un câble électro-optique d'environ 40 km, qui permet d'une part d'alimenter le détecteur depuis la station de puissance à terre (partie électrique), et d'autre part de ramener les données du détecteur vers la station de contrôle et d'envoyer depuis celle-ci les commandes pour opérer le détecteur (partie optique). Depuis sa pose, des tests sont effectués régulièrement sur le câble afin de contrôler son bon fonctionnement.

La boîte de jonction est aussi un élément crucial du détecteur. C'est le nœud de connexion entre le câble principal et les câbles secondaires qui iront aux pieds des différentes lignes. Elle a été prévue pour 16 lignes, de manière à avoir la possibilité d'une extension du détecteur mais aussi une solution de rechange en cas de panne sur l'un des canaux.

La boîte de jonction assure donc la répartition de l'alimentation principale (4000V) en alimentations secondaires (500V) pour chaque ligne. Pour cela elle comprend 16 transformateurs et 16 interrupteurs commandés à distance. Elle assure aussi le routage bi-directionnel des signaux optiques qui transitent entre les lignes et la station à terre. Pour cela elle comprend des séparateurs et des multiplexeurs optiques.

La boîte de jonction comprend également un système de contrôle lent qui permet son monitoring. Ce système est utilisé régulièrement depuis le déploiement et confirme le bon état de fonctionnement de la boîte de jonction.

2.4.2 La ligne secteur prototype

2.4.2.1 Objectifs

Afin de valider les choix technologiques avant de commencer la production en masse des éléments du détecteur de 12 lignes, la collaboration a décidé de construire une ligne secteur prototype. Cette ligne est constituée de tous les éléments choisis

pour le détecteur final (mécaniques, optiques, électroniques) mais ne comprend qu'un seul secteur c'est-à-dire 5 étages. C'est donc plutôt une ligne de pré-production qu'un prototype.

2.4.2.2 Intégration

Le travail le plus important durant l'année 2002 a concerné l'intégration des éléments d'une ligne, à la fois sur le plan matériel et logiciel. En effet, étant donné que les sous-systèmes sont développés séparément, l'intégration fait apparaître, d'une part, des problèmes d'interface entre les différents éléments, et d'autre part des problèmes propres à un sous système donné mais qui n'apparaissent que lorsque l'intégration est assez avancée pour permettre des tests plus poussés.

Au niveau matériel le plus difficile a été l'intégration des différentes cartes électroniques dans le support commun avec l'alimentation du LCM. En effet il a fallu vérifier le fonctionnement de ces cartes, d'abord séparément puis ensemble, et enfin tester les interactions entre elles.

Au niveau logiciel, une fois les différents sous-systèmes testés séparément, il a été nécessaire de les regrouper de manière à simplifier l'opération de la ligne. Il a aussi fallu tester les interactions entre sous-systèmes qui sont essentiellement le système DAQ et les systèmes de contrôle des éléments du détecteur.

Enfin, un élément fondamental pour l'intégration à la fois matérielle et logicielle a été la base de données. C'est en effet dans cette base de données générale du détecteur que sont regroupées toutes les informations nécessaires au fonctionnement du détecteur. Tous les éléments physiques y sont répertoriés, mais aussi tous les paramètres qui servent à les configurer. De même pour les résultats des calibrations qui sont ensuite utilisés lors de l'analyse des données.

La ligne secteur a aussi permis de définir et de tester toutes les procédures d'intégration et de test des éléments avant, pendant et après l'intégration. En particulier, le système de calibration en temps avec un laser en salle noire a été mis au point et utilisé à l'occasion de l'intégration de cette ligne.

2.4.2.3 Opération

La ligne a été assemblée et testée entre juin et décembre 2002. Elle a été mise à l'eau fin décembre 2002, puis connectée à la boîte de jonction par le *Nautilus* fin mars 2003. Elle a ensuite été utilisée d'avril à juillet 2003, avant d'être récupérée fin juillet 2003.

Dès le début de l'opération de la ligne secteur, on a constaté un problème sur le signal horloge qui permet de synchroniser les horloges locales de chaque LCM avec l'horloge principale à terre. Ce signal arrivait bien jusqu'au pied de la ligne mais ne remontait pas jusque dans les étages. Comme ce signal était aussi utilisé pour déclencher l'acquisition par les ARS des données en mode normal, ceci n'a donc pas pu être fait. En revanche des données ont pu être prises en mode Counting Rate Monitoring (CRM) après quelques adaptations des logiciels DAQ.

Malgré ce problème, une grande partie des fonctionnalités de la ligne a pu être testée, on a par exemple pu changer les paramètres des ARS, les hautes tensions des PMS, ou encore mesurer l'inclinaison et l'orientation des étages. De plus, les données prises en mode CRM sont très intéressantes pour l'étude du bruit de fond optique sur une longue période.

2.4.2.4 Récupération et analyse du problème rencontré

Après la récupération de la ligne, des investigations ont été menées pour déterminer l'origine du problème. Il a été mis en évidence un défaut sur la fibre utilisée pour le transport du signal horloge entre le pied de la ligne et le premier étage. La qualité d'une gaine contenant des fibres optiques a été mise en cause : le fabricant avait changé de qualité de fabrication de cette gaine entre les échantillons de câbles sur lesquels les tests avaient été réalisés et le câble final fourni pour la ligne secteur. Ceci a eu deux conséquences : dans un premier temps le fabricant va fournir (gratuitement) un câble de remplacement avec lequel sera re-déployée la ligne secteur en 2004, ensuite pour les lignes finales, un autre câble a été choisi et sera testé en situation sur la MIL nouvelle version qui sera aussi re-déployée en 2004, juste avant la première ligne finale.

2.4.3 Bruits de fond optique

Le bruit de fond optique sur le site d'ANTARES a été intensivement étudié. D'abord par des études dédiées durant la phase de R&D puis ensuite avec les données prises par la ligne secteur, en corrélation avec les données de la MIL. Il a deux origines: la désintégration radioactive des atomes de potassium 40 contenus dans le sel de la mer et la bioluminescence.

Structure Les taux de comptage (exprimés en nombre de coups sur un PM par seconde c'est-à-dire en Hz) montrent une ligne de base (dont la valeur moyenne est représentée par la ligne rouge sur la figure 2.12) et des pics comme on le voit sur la figure 2.12. Pour l'étude détaillée du bruit de fond, un pic est défini comme une augmentation du taux de comptage supérieure à 20% de la ligne de base (limite représentée par la ligne jaune sur la figure 2.12). On définit ensuite le taux de pics (burst fraction), qui est, sur une période donnée, le pourcentage de temps pendant lequel le PM enregistre des pics. La figure 2.13 montrent les données de la ligne secteur (~ 3 mois de données entre avril et juillet 2003), la ligne de base et le taux de pics a montré de fortes variations.

Le ^{40}K Le sel de l'eau de mer contient du potassium 40, isotope radioactif. Lors de sa désintégration en calcium, un électron est produit, qui émet de la lumière

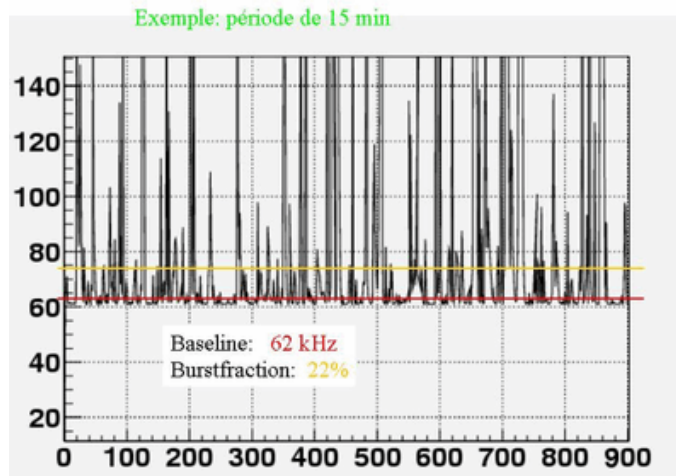


FIG. 2.12 – *Taux de comptage enregistrés avec la ligne secteur. Exemple du taux de comptage en kHz d'un PM sur une période de 15 minutes (900 secondes en abscisse). La ligne de base a une valeur moyenne de 62 kHz, le taux de pics (burst fraction) est de 22%.*

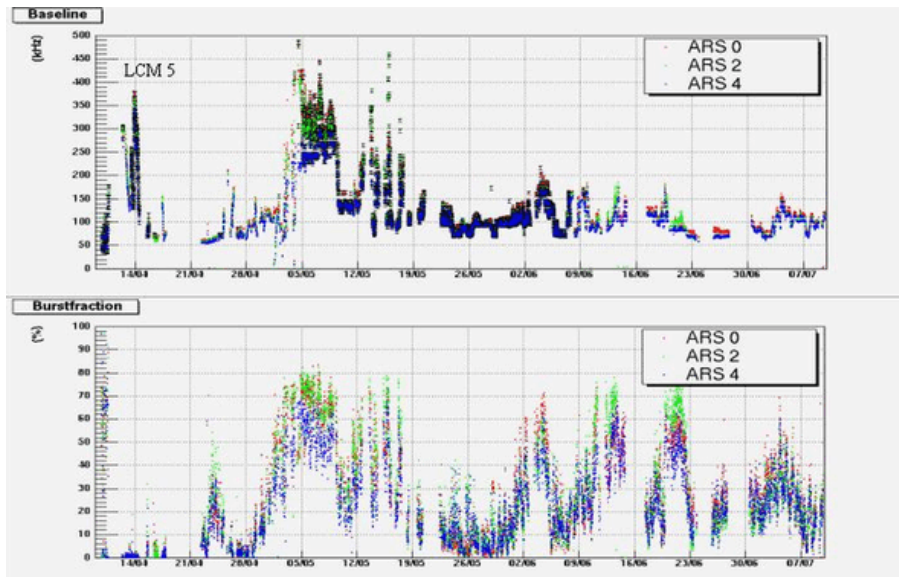


FIG. 2.13 – *Taux de comptage enregistrés avec la ligne secteur. Les valeurs de la ligne de base en kHz, en haut et du taux de pics, en %, en bas sur l'ensemble des trois mois de prise de données.*

Tchérenkov. Ce bruit de fond est continu et identique sur tous les modules optiques. Il a été estimé qu'il contribue pour ~ 40 kHz à la ligne de base [30].

La bioluminescence La bioluminescence contribue pour partie à la ligne de base et est entièrement responsable des pics. La contribution de la bioluminescence à la

ligne de base qui peut être très variable sur quelques heures, est due à des bactéries, tandis que les pics sont dus à des espèces macroscopiques. Les études réalisées sur le site ANTARES montrent que le taux de pics est corrélé au courant sous-marin comme le montre la figure 2.14, à gauche, qui présente le taux de pics (burst fraction) en % en fonction du courant marin (en cm par seconde). Ceci est probablement dû au phénomène d'excitation mécanique de la bioluminescence (bioluminescence stimulée). Sur les données obtenues avec la ligne secteur on note aussi une anti-corrélation entre la direction du courant et celle de la lumière, cela peut s'expliquer par la stimulation de la bioluminescence dans les turbulences (cf. figure 2.14, à droite).

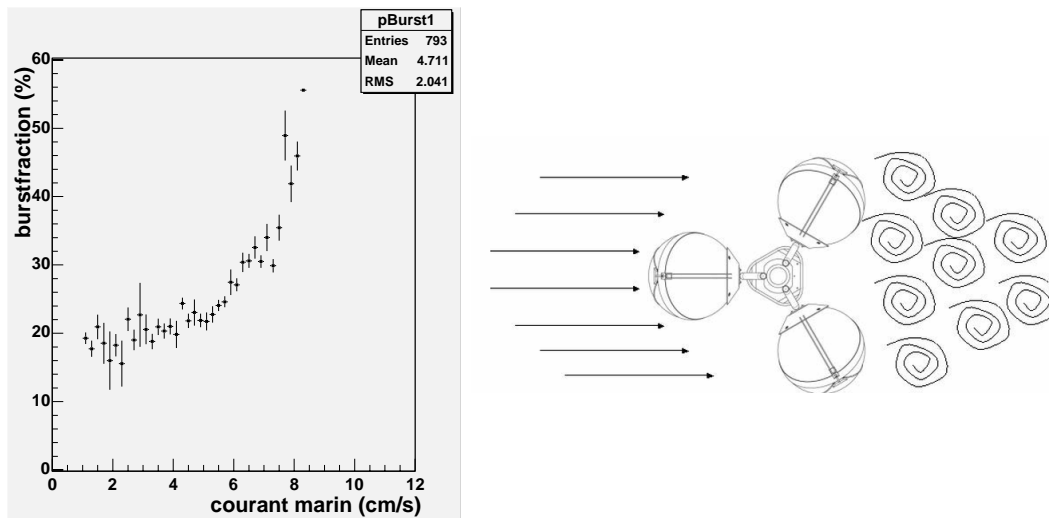


FIG. 2.14 – Analyse du bruit de fond optique. À gauche on voit la corrélation entre le taux de pics et la vitesse du courant. À droite, un dessin des turbulences qui pourraient expliquer l'anti-corrélation entre la direction de la lumière et la direction du courant.

2.4.4 La MIL, prototype d'une plateforme interdisciplinaire de grand fond

Le déploiement de lignes instrumentées à grande profondeur, reliées à la terre pendant une longue durée permettra de réaliser, de façon complémentaire à l'objectif "astronomie neutrino", des observations océanographiques sans précédent. Ainsi, plusieurs instituts océanographiques sont associés à la collaboration ANTARES et pourront, par exemple, profiter de l'infrastructure du détecteur pour installer leurs propres instruments de mesure.

2.4.4.1 La MIL

La MIL a été construite, intégrée à la suite de la ligne secteur, puis déployée et opérée en parallèle avec la ligne secteur. Elle comprenait deux étages plus le pied

de ligne (voir schéma en figure 2.15). Le pied de la ligne portait : une balise Laser (pour la calibration en temps du détecteur, cf. 4.2), un sismomètre et un module émetteur pour le système de positionnement acoustique. Le premier étage portait : une balise optique LED (décrite au paragraphe 4.2), une sonde CT pour la mesure de la conductivité et de la température, un transmissiomètre CStar pour la mesure de la longueur d'atténuation de la lumière et un module de réception acoustique du système de positionnement. Le deuxième étage portait : un profileur de courant ADCP pour la mesure de la direction et de l'intensité du courant marin sur une colonne d'eau d'environ 150 m et un célérimètre pour la mesure de la vitesse du son.

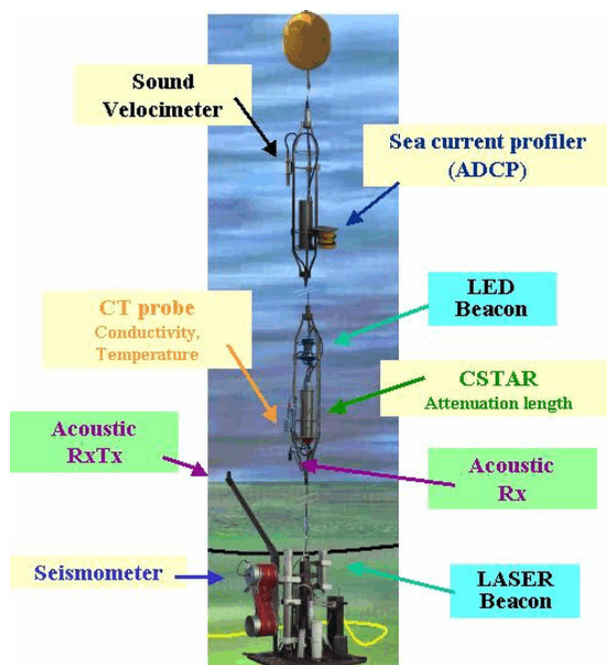


FIG. 2.15 – Structure de la Mini Ligne Instrumentée.

2.4.4.2 Bioluminescence

Le premier domaine qui est intéressé pour réaliser des mesures sur le site ANTARES est l'étude de la biologie marine. En effet, même s'il s'agit d'un bruit de fond pour ANTARES, la bioluminescence est un phénomène qui intéresse de nombreux biologistes et micro-biologistes sous-marins. Elle est assez mal connue à ces profondeurs étant donné la difficulté technique que cela représente d'y faire des observations, surtout à long terme. Les données ANTARES constituent déjà, seules, des données intéressantes pour l'étude de la bioluminescence. Cependant il peut aussi être utile de comparer ces données à celles prises, sur d'autres sites et à différentes profondeurs. Pour cela il faut utiliser, sur le site ANTARES, les instruments dédiés à l'étude de la bioluminescence. C'est ce qui a été fait par exemple avec le "lander ISIT" de l'OCEAN LAB de l'université d'Aberdeen qui a été utilisé pour réaliser

des profils (mesure de la bioluminescence stimulée en fonction de la profondeur à l'aide d'une caméra très haute sensibilité) sur le site ANTARES et à d'autres points plus au large, à titre de comparaison et également de prospection pour le site d'un futur détecteur kilométrique.

De plus, il peut être intéressant d'identifier et d'observer les espèces présentes à ces profondeurs, pour cela des prélèvements d'échantillons sont prévus par une équipe du Centre Océanologique de Marseille. En plus de l'identification des espèces, l'étude de la bioluminescence des bactéries provenant du site ANTARES (déposées sur la surface des instruments immergés) est à comparer avec celle des bactéries "domestiques", élevées en laboratoire.

2.4.4.3 Sismologie

Un autre domaine où les données sous-marines à grande profondeur ne sont pas nombreuses et pourtant intéressantes, c'est la sismologie. Une collaboration sur ce sujet est en cours avec le laboratoire GéoScience Azur de Villefranche-sur-mer; déjà, un sismomètre était installé sur le pied de la MIL. Le capteur avait été positionné quelques dizaines de mètres plus loin par le *Nautile* lors des connexions des lignes (pour éviter les éventuelles vibrations de la ligne) comme montré sur la photo de la figure 2.16. Malheureusement, une panne d'électronique a empêché de prendre

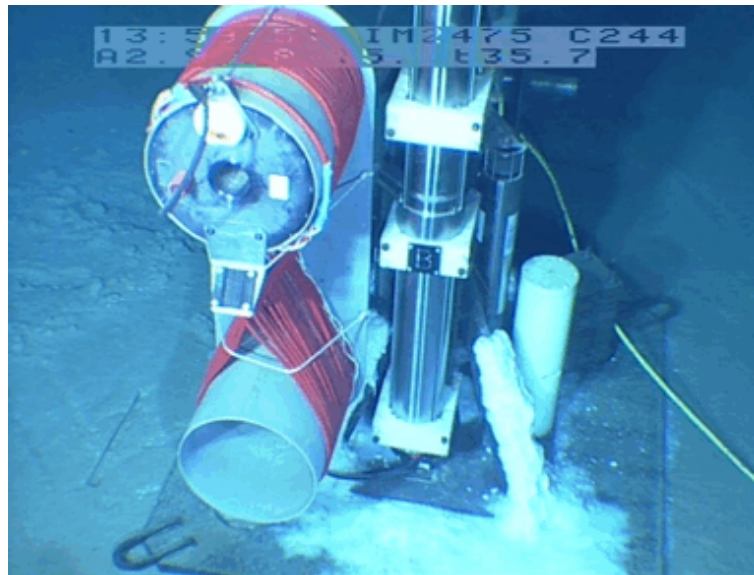


FIG. 2.16 – Le sismomètre et son câble rouge, bobiné sur le pied de la MIL avant que le *Nautile* le dépose à côté.

des données avec le sismomètre. Il est prévu de le re-déployer sur la MIL nouvelle version qui sera mise à l'eau fin 2004.

Les prises de données sur de longues durées apporteront certainement des renseignements précieux sur les séismes sous-marins. En effet, jusqu'à présent les données sont collectées à partir de stations indépendantes, ayant une autonomie de quelques

semaines. La structure d'ANTARES offre la possibilité de faire de la R&D sur des capteurs sismiques longue durée en mer profonde. Les capteurs ainsi placés de manière permanente en mer permettent d'avoir une meilleure triangulation des séismes sous-marins ou côtiers qu'en utilisant seulement les stations à terre.

2.5 Les performances attendues du détecteur

Dans cette partie on va passer en revue les performances attendues pour le détecteur ANTARES. De manière générale, ces performances sont déterminées à partir de données simulées.

La simulation comprend trois grandes étapes : d'abord la simulation du signal ensuite la simulation du traitement du signal "une trace Tchérenkov" par le détecteur et enfin le traitement des données ainsi obtenues comme si c'était de vraies données. Pour déterminer les performances du détecteur il faut ensuite comparer les valeurs "reconstruites" et "simulées" de différentes variables, principalement la direction et l'énergie des neutrinos.

2.5.1 Génération des données simulées

Pour obtenir un signal simulé, on engendre tout d'abord des neutrinos suivant un flux donné arrivant sur la Terre. Ensuite on simule les interactions de ces neutrinos donnant des muons, puis la propagation des muons dans la terre puis l'eau de mer. Ensuite il faut simuler l'émission Tchérenkov de chaque muon et la propagation de la lumière dans l'eau.

Pour reproduire le traitement de ce signal par le détecteur on utilise une simulation de la réponse du détecteur qui contient d'une part la géométrie du détecteur, ce qui permet de transformer la trace Tchérenkov en un ensemble de hits sur les PMs, et d'autre part tous les paramètres connus ou estimés qui transforment (dégradent) le signal comme par exemple le traitement des impulsions des PMs par l'électronique de lecture (simulation de l'ARS) et le bruit de fond optique (une ligne de base de 60 kHz) qui ajoute des hits sur les PMs de manière aléatoire.

Après cette étape on dispose de données simulées correspondant à un flux de neutrinos donné.

2.5.2 Reconstruction des traces

A partir des données simulées comme à partir de données réelles, on doit reconstruire les traces Tchérenkov des muons. Pour cela des algorithmes de reconstructions ont été développés. Il existe actuellement trois stratégies de reconstruction utilisables avec les logiciels ANTARES, une première dite *standard*, et deux alternatives plus récentes qui apportent des améliorations. Dans toutes les variantes, la reconstruction se fait en plusieurs étapes où alternent des ajustements et des sélections. Les

ajustements visent à regrouper les hits en des traces Tchérenkov potentielles. Les sélections visent à ne garder que les traces qui sont vraisemblables.

Chaque hit est caractérisé par le temps d'arrivée du photon, la position du module optique concerné et l'amplitude du signal. Ce sont ces informations qui sont utilisées pour réaliser des ajustements entre un ensemble de hits et une trace Tchérenkov dont on ne connaît ni la position ni la direction. Une des stratégies propose cependant une version où la direction incidente des traces recherchées est connue, ce qui est le cas, par exemple, si l'on cherche des événements en provenance d'une source astrophysique ponctuelle donnée.

2.5.3 Résolution angulaire

Un télescope qui cherche à détecter des sources ponctuelles est caractérisé par sa résolution angulaire. Celle d'ANTARES est montrée sur la figure 2.17. Cette figure montre la valeur médiane de la distribution de l'angle entre le neutrino incident simulé et le muon reconstruit, ce qui correspond donc à la résolution angulaire du détecteur. La même figure montre également la valeur médiane de la distribution de l'angle entre le muon simulé et le muon reconstruit, ceci permet de voir l'erreur angulaire due à la reconstruction.

En comparant les deux courbes de cette figure, on voit qu'à haute énergie ($E_\nu > 100$

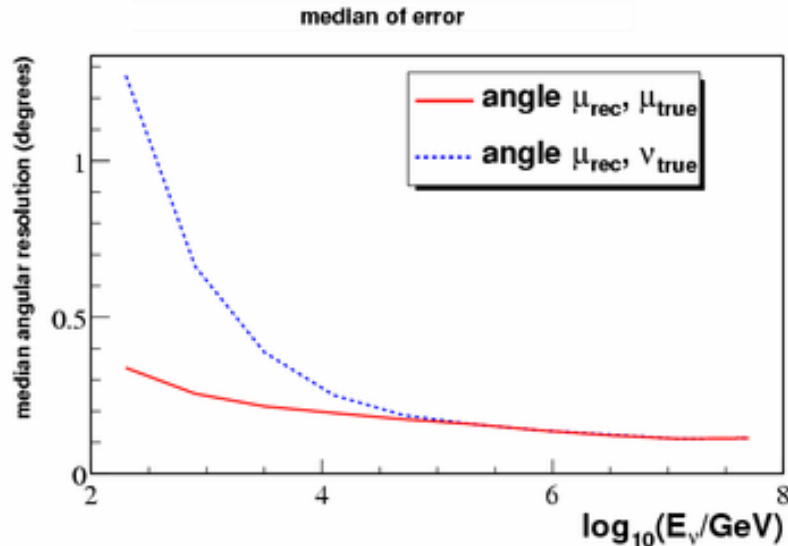


FIG. 2.17 – Résolution angulaire d'ANTARES en fonction de l'énergie du neutrino, en bleu pointillé : valeur médiane de la distribution de l'angle entre le neutrino simulé et le muon reconstruit. La deuxième courbe, en rouge plein, donne l'erreur angulaire due à la reconstruction : valeur médiane de la distribution de l'angle entre le muon simulé (issu du neutrino simulé) et le muon reconstruit.

TeV), le muon issu de l'interaction du neutrino avec la matière conserve vraiment la même direction ($\theta_{\nu\mu} < 0.2^\circ$) que le neutrino incident et la résolution angulaire

est alors limitée par la précision de la reconstruction. A basse énergie, c'est l'angle entre la direction du muon et celle du neutrino (dû à l'interaction du neutrino) qui limite la résolution angulaire.

2.5.4 Reconstruction en énergie

La reconstruction de l'énergie du neutrino passe par la reconstruction de l'énergie du muon. En effet on connaît la fraction d'énergie emportée en moyenne par le muon. Cette fraction varie entre 0.35 et 0.2 selon l'énergie du neutrino [16]. L'estimation de l'énergie du muon se fait en se basant sur sa perte d'énergie lors de sa traversée du détecteur. Pour cela il faut donc connaître les caractéristiques de ces pertes en fonction de l'énergie du muon.

A basse énergie le muon est une particule au minimum d'ionisation (MIP) alors qu'à haute énergie il perd en plus son énergie dans des processus dits "catastrophiques" : bremsstrahlung, production de paire e^+e^- et interactions photo-nucléaires. L'évolution des pertes en fonction de l'énergie est décrite par un terme quasi constant qui décrit les pertes par ionisation, et un terme proportionnel à l'énergie qui décrit les autres interactions.

$$\frac{dE}{dx} \simeq a + bE$$

Une première méthode d'estimation de l'énergie du muon est basée sur la comparaison de l'amplitude des impulsions mesurées à l'amplitude théorique qu'aurait donné un muon au minimum d'ionisation. On construit donc une variable, x , qui est le rapport entre ces deux quantités, et les simulations montrent que cette variable est corrélée à l'énergie suivant la relation :

$$\log_{10}(E_\mu) = \alpha + \beta \cdot \log_{10}(x)$$

où les facteurs α et β ont été ajustés séparément pour deux régimes d'énergie, à partir des simulations.

Cette dernière relation permet alors d'estimer l'énergie à partir des amplitudes mesurées. Cette méthode permet d'obtenir une estimation de l'énergie à un facteur 3.5 près en dessous de 300 TeV et un facteur 5 au dessus [16].

Une autre méthode plus récemment développée est basée sur l'estimation des pertes d'énergie du muon [6]. On construit un estimateur ρ comme le rapport de deux termes : le premier est relié à l'énergie perdue par le muon lors de son passage dans le détecteur, le deuxième est lié à la longueur de son parcours.

Il permet d'obtenir une bonne estimation des pertes d'énergie du muon. Cet estimateur est à nouveau relié à l'énergie du muon par la relation :

$$\log_{10}(\rho) = p_0 + p_1 \cdot \log_{10}(E_\mu) + p_2 \cdot (\log_{10}(E_\mu))^2 + p_3 \cdot (\log_{10}(E_\mu))^3$$

dont on ajuste les paramètres sur une simulation et que l'on inverse pour obtenir l'énergie à partir des amplitudes mesurées.

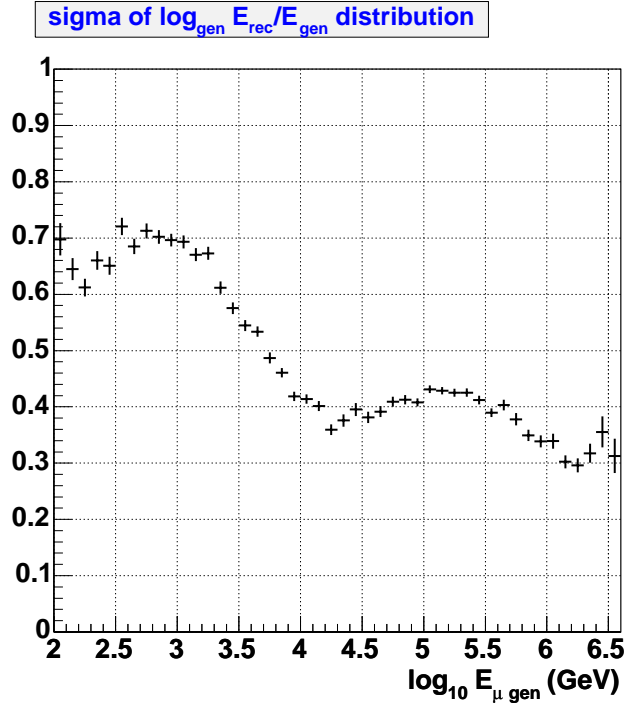


FIG. 2.18 – Résolution en énergie d’ANTARES en fonction de l’énergie du muon.

La résolution en énergie obtenue par cette nouvelle méthode est montrée sur la figure 2.18. Cette estimation donne donc l’énergie avec un facteur 5 à basse énergie et 2.5 au dessus de 10 TeV.

2.5.5 Surfaces effectives

La surface effective est un paramètre qui représente l’efficacité du détecteur en fonction de l’énergie et de la direction du neutrino. Elle est calculée, à partir de la simulation, essentiellement comme le rapport entre le nombre de neutrinos détectés (les événements sélectionnés $N_{selec.}$) sur le flux de neutrinos arrivant sur Terre (avant de la traverser) [31].

$$A_{eff}^{\nu}(E_{\nu}, \theta_{\nu}, \phi_{\nu}) = \frac{N_{selec.}}{\frac{N_{gene.}}{V_{gene.} \cdot (\rho N_A) \cdot \sigma(E_{\nu}) \cdot P_{Terre}(E_{\nu}, \theta_{\nu})}} \quad (2.1)$$

où $N_{gene.}$ est le nombre d’événements Monte Carlo générés dans un volume $V_{gene.}$, ρ est la densité moyenne du milieu d’interaction: la Terre, N_A le nombre d’Avogadro, $\sigma(E_{\nu})$ la section efficace des neutrinos dans ce milieu, et $P_{Terre}(E_{\nu}, \theta_{\nu})$ la probabilité qu’un neutrino traverse la Terre jusqu’au point d’interaction. Cette surface effective est ensuite facilement utilisable pour calculer un nombre d’événements attendus à partir d’un spectre normalisé (ou flux différentiel) $\frac{d\Phi_{\nu}}{dE_{\nu} d\theta_{\nu} d\phi_{\nu}}$:

$$N_{selec.} = \int A_{eff}^{\nu}(E_{\nu}, \theta_{\nu}, \phi_{\nu}) \cdot \frac{d\Phi_{\nu}}{dE_{\nu} d\theta_{\nu} d\phi_{\nu}} dE_{\nu} d\theta_{\nu} d\phi_{\nu} \quad (2.2)$$

La figure 2.19 montre la surface effective d'ANTARES en fonction de l'énergie du neutrino, pour différents angles incidents. Les variations entre les surfaces effectives obtenues pour différents angles sont surtout visibles à haute énergie et sont dues à l'opacité de la Terre.

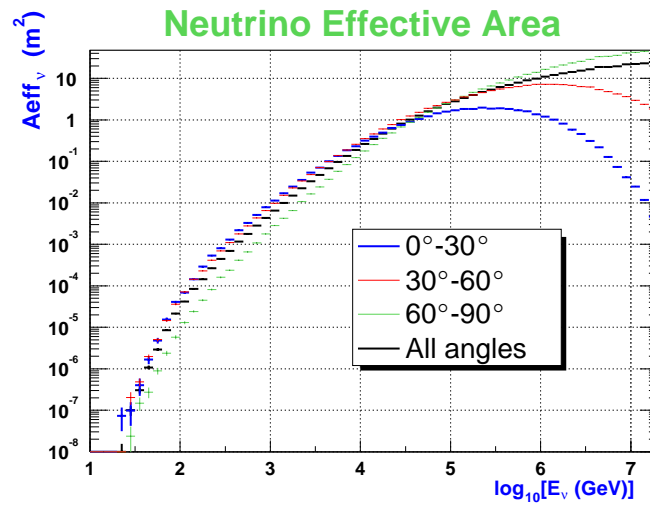


FIG. 2.19 – Surface effective d'ANTARES en fonction de l'énergie du neutrino.

Chapitre 3

L'astronomie galactique avec ANTARES

3.1 Pourquoi s'intéresser à la galaxie

Comme il a déjà été mentionné, étant donné leur faible interaction, les neutrinos sont difficiles à détecter. On est donc amené à s'intéresser soit aux sources susceptibles de produire beaucoup de neutrinos, soit aux sources proches. Les sources galactiques font partie des sources les plus proches que l'on peut regarder et certaines pourraient bien être des sources intéressantes.

De plus, chaque télescope a sa propre visibilité du ciel, due à sa position sur Terre et à la rotation de celle-ci. Ainsi les télescopes AMANDA au pôle sud, et ANTARES dans l'hémisphère nord, ont une certaine complémentarité dans leur couverture du ciel, comme le montre la comparaison des cartes du ciel visible par chacun des deux détecteurs en figure 3.1. Or il se trouve que le centre galactique, où se trouve une partie des sources potentielles prometteuses, ne peut pas être observé par AMANDA mais est visible par ANTARES.

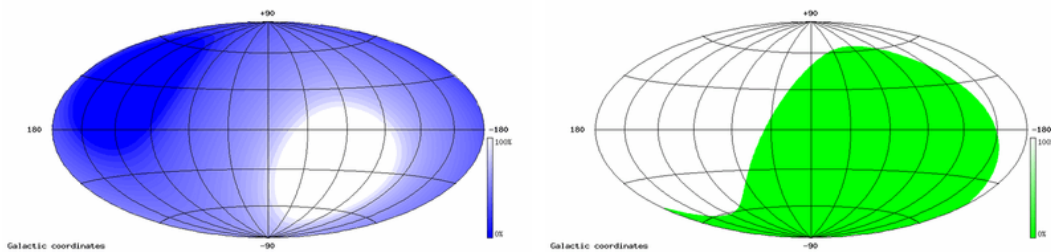


FIG. 3.1 – Carte de la visibilité du ciel par ANTARES à gauche et AMANDA/IceCube à droite, en coordonnées galactiques.

3.2 Différentes sources galactiques potentielles

L’astronomie neutrino en est à ses balbutiements. Jusqu’à présent, les seuls neutrinos autres que atmosphériques qui ont été détectés sont des neutrinos de “basse énergie” (keV-MeV) au regard des télescopes à neutrinos : ce sont les neutrinos solaires et les neutrinos de la Supernova 1987A dans le Grand Nuage de Magellan (LMC). Cependant, l’astronomie photonique nous fournit déjà des sources candidates potentielles de neutrinos de hautes énergie (GeV-TeV).

3.2.1 Production de neutrinos astrophysiques

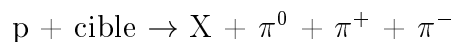
Les sources auxquelles s’intéresse l’astronomie de haute énergie sont des “accélérateurs cosmiques”, c’est-à-dire des objets astrophysiques qui, par leur composition et leur structure accélèrent des particules telles que des électrons ou des protons. Le modèle d’accélération le plus utilisé¹ est le mécanisme de Fermi, du premier ou du deuxième ordre. Il s’applique à tous les types de particules chargées au sein d’un plasma en mouvement. Ce mécanisme repose sur la diffusion des particules chargées sur des lignes de champ turbulentes en mouvement avec le plasma (pour plus de détails se reporter, par exemple, à [32]).

La présence de particules de haute énergie dans le milieu génère des perturbations magnétiques se superposant au champ initial. Ces irrégularités jouent le rôle de centre diffuseur pour ces mêmes particules. Si v est la vitesse du plasma le gain d’énergie moyen par choc est relié à la vitesse de manière quadratique : $\frac{4}{3} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2$. Ce mécanisme est appelé mécanisme de Fermi du second ordre à cause de l’exposant du terme v/c . Il est très efficace lorsque v/c est proche de 1, c’est-à-dire pour des plasmas relativistes. Si on considère maintenant une onde de choc se propageant dans le plasma à la vitesse v , le gain devient $\frac{4}{3} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)$, ce mécanisme est appelé mécanisme de Fermi du premier ordre.

En général, les flux différentiels obtenus en utilisant le mécanisme de Fermi sont en loi de puissance. En particulier, si l’énergie injectée pour l’accélération est constante par décade d’énergie l’indice spectral vaut 2. L’efficacité d’accélération, c’est-à-dire la fraction d’énergie potentiellement convertie en accélération, du mécanisme de Fermi du second ordre est estimée à 10%.

Il a été montré que ce mécanisme peut, dans certaines conditions (par exemple avec les “paramètres typiques d’une supernova” cf. [32]), accélérer des particules au dessus du TeV.

Dans le cas où un objet astrophysique accélère ainsi des protons, ceux-ci peuvent ensuite interagir avec des protons ou des photons présents à proximité du lieu d’accélération, et cette interaction va produire des neutrinos grâce à la chaîne de désintégration suivante :



1. Un élément de son succès est qu’il permet de retrouver l’indice spectral ($\gamma = 2.7$) du spectre des rayons cosmiques observés sur Terre (en $E^{-\gamma}$).

$$\text{puis } \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$$

$$\text{et encore } \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \nu_e/\bar{\nu}_e.$$

En revanche si seuls des électrons sont accélérés, seuls des photons gamma pourront être détectés : les électrons émettent du rayonnement synchrotron lors de leur passage dans les forts champs magnétiques régnant autour de la source. Ces mêmes électrons peuvent alors interagir avec les photons du rayonnement synchrotron par diffusion Compton inverse pour donner des photons de plus haute énergie :

$$e^\pm + \gamma_{sync.} \rightarrow e^\pm + \gamma_{TeV}.$$

On voit donc que l'on ne peut attendre des neutrinos de haute énergie que dans le cas où l'objet accélérateur astrophysique accélère des protons, ce qui n'est pas le cas pour les photons (gamma). Ainsi, malgré la quantité de sources potentielles que l'on peut imaginer au vu de l'ensemble des sources gamma (plus de 1000 si on inclue les gamma "mous"), leur nombre se réduit fortement lorsqu'on cherche à déterminer des sources potentielles de neutrinos, surtout si l'on cherche des sources potentielles *galactiques et détectables par ANTARES* [33, 34] ce qui est l'objet de ce chapitre.

Ensuite, parmi ces sources potentielles, il faut prendre en compte la luminosité (en neutrinos) nécessaire pour qu'on puisse attendre un nombre d'événements significatif. Si l'on convertit ce nombre minimum de neutrinos en une "luminosité" minimale (flux d'énergie minimum) on obtient, à titre d'ordre de grandeur [33], une luminosité de $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ pour obtenir, dans un détecteur de 0.1 km^2 , une dizaine d'événements neutrino d'énergie $\geq 100 \text{ TeV}$ par an en provenance d'une source située à 5 kpc (le diamètre de notre galaxie est de l'ordre de 30 kpc). Il est clair que les sources capables d'émettre autant d'énergie ne sont pas nombreuses.

3.2.2 Les objets galactiques

Pour qu'un objet soit capable d'accélérer suffisamment les particules qui vont produire des neutrinos, il doit soit être très étendu (difficile à l'intérieur de la galaxie), soit avoir des champs magnétiques intenses. Dans la deuxième catégorie on trouve les jeunes restes de supernovae, les plérions galactiques, les magnétars, et enfin les microquasars.

- Les jeunes SNR (SNR pour Supernova Remnant) peuvent être le siège d'accélération de particules. Certains modèles prévoient (sous certaines hypothèses comme la formation d'un pulsar ayant une période courte) l'accélération d'ions lourds, donnant des neutrons (cf. [33] pour une description plus précise des mécanismes d'accélération) qui interagissent avec la coquille de supernova en expansion et produisent alors des neutrinos et des rayons gamma. Le flux de neutrinos attendus dépend de plusieurs paramètres. Il dépend, en particulier, fortement de la période du pulsar central. Il est à noter que pour certaines

combinaisons de ces paramètres, un nombre significatif d’événements est attendu dans ANTARES. Ceci est montré en figure 3.2 avec à gauche la carte des SNR du catalogue de Green avec la visibilité du ciel par ANTARES et à droite les taux d’événements attendus par an pour certains paramètres du modèle de Protheroe et al. décrit dans [33].

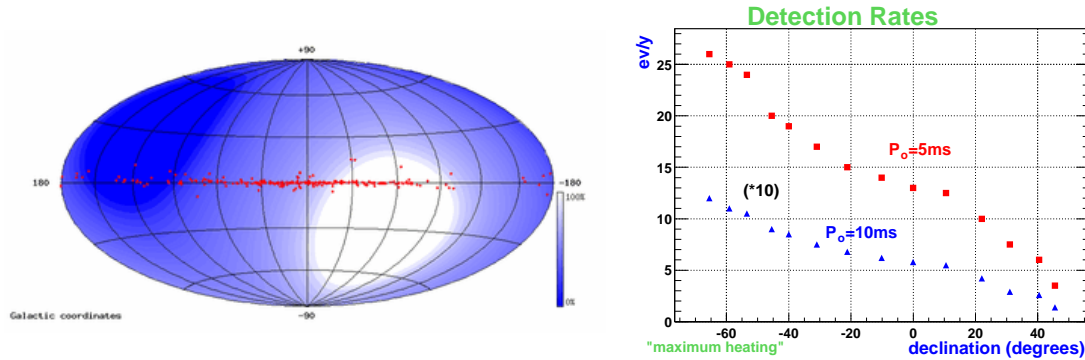


FIG. 3.2 – Carte du ciel des SNR du catalogue de Green (avec la visibilité du ciel par ANTARES) et exemple de taux d’événements attendus par an pour deux combinaison de paramètres (voir texte et [33])

- Les plérions sont des SNR particuliers (parmi les 220 SNR galactiques, 10% sont considérés comme des plérions) avec un pulsar central qui injecte en permanence des électrons dans la nébuleuse comme celle du Crabe. Ils sont bien observés en optique, X et radio et certains ont récemment été détectés en gamma de quelques dixièmes de TeV. Mais toutes ces observations ne permettent pas de conclure sur la nature des processus d’accélération dont ils sont le siège: hadroniques, électromagnétiques ou les deux. Ceci conduit à divers modèles, utilisant les paramètres déduits des observations des plérions connus pour prédire les flux de neutrinos que l’on peut en attendre. Malheureusement, aucun des plérions considérés ne promet un nombre d’événements significatif dans ANTARES (moins d’1 événement par an).
- Les magnétars constituent une des tentatives théoriques pour expliquer les observations des “Soft Gamma ray Repeaters” (SGRs) et de pulsars X anormaux (AXPs). Ce sont des étoiles à neutron isolées possédant un champs magnétique dipolaire de surface beaucoup plus fort que pour les pulsars ordinaires [34]. Les différents calculs effectués conduisent là encore à penser que les magnétars pourraient produire des neutrinos de haute énergie mais pas en quantité détectable par ANTARES.
- Les microquasars sont les objets astrophysique galactiques les plus prometteurs et vont faire l’objet de la suite de ce chapitre.

3.3 Les microquasars

Les microquasars sont des objets binaires galactiques observés en rayon X, et présentant des jets relativistes en ondes radio. Leur structure paraît similaire à celle des quasars mais avec une taille 10^6 fois plus petite (cf. figure 3.3 et 3.4), d'où leur nom de *micro*-quasars. On va donc présenter d'abord ce qu'est un quasar, puis on verra ensuite les microquasars, et les neutrinos qu'ils pourraient produire.

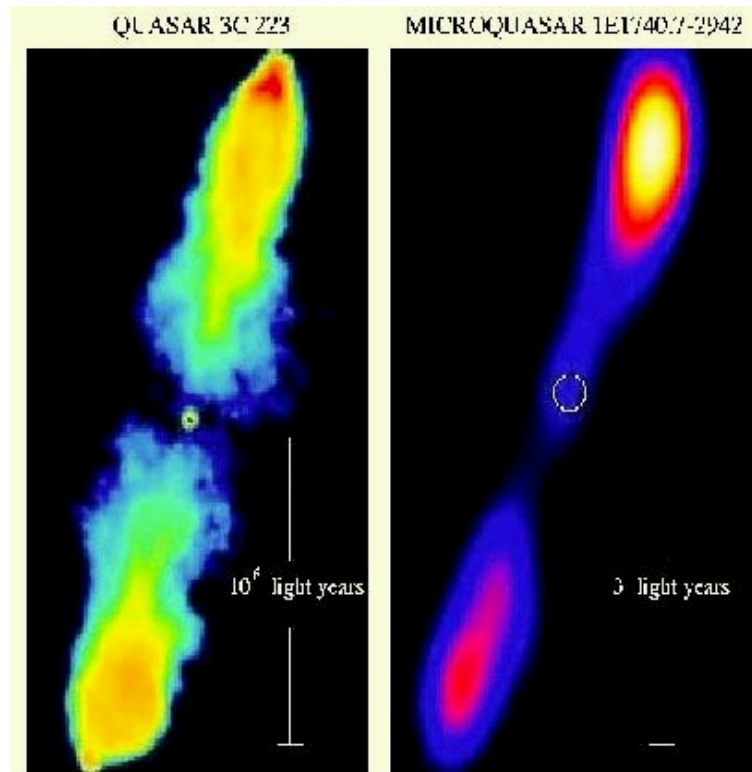


FIG. 3.3 – *Comparaison quasar-microquasar : observation (F.Mirabel).*

3.3.1 Les quasars

Les quasars ont été découverts dans les années 60 en tant que puissantes sources radio. Malgré leur nom quasar qui vient de “quasi-stellar radio source” (mais le terme “quasi-stellar” s’applique en fait à la contre partie visible de ces objets), ce sont des objet étendus, et parmi les plus lumineux de l’univers, compte tenu de leur éloignement. Il s’agit en effet de galaxies actives lointaines, très lumineuses en ondes radio mais qui semblent ponctuelles et peu lumineuses dans le visible. Il est maintenant admis que les quasars sont un sous échantillon des Noyaux Actifs de Galaxie (AGN). La galaxie hôte a, en son centre, un trou noir super-massif ($10^6 - 10^9 M_{\odot}$). Celui-ci attire la matière de la galaxie hôte qui est accrétée sous forme d’un disque. Le rayonnement des particules accélérées lors de cette accréation est visible sur l’ensemble du spectre électromagnétique, surtout en rayon X et en

gamma. Dans environ 10% des AGN, une partie de la matière est éjectée sous forme de jets de matière, qui émet alors en radio.

3.3.2 Les microquasars

Comme tous les systèmes binaires X, les microquasars sont composés d'un objet compact (une étoile à neutrons ou un trou noir) d'une masse de l'ordre de quelques masses solaires, et d'une étoile compagne. Comme la galaxie hôte d'un AGN, la matière de l'étoile compagne d'un microquasar est transférée vers un disque d'accrétion, et comme pour les quasars on constate la présence de jets (cf. figure 3.4) en radio. Même s'il n'est pas évident de transposer la physique sur six ordres de grandeur, on pense que les phénomènes physiques qui aboutissent à la formation du disque d'accrétion et à l'éjection d'un plasma sous forme de jets pourraient être les mêmes pour les quasars et les microquasars. Ainsi, les microquasars, proches de nous, pourraient aider à mieux comprendre leurs "cousins géants" en servant de laboratoires pour tester les modèles décrivant les lointains quasars.

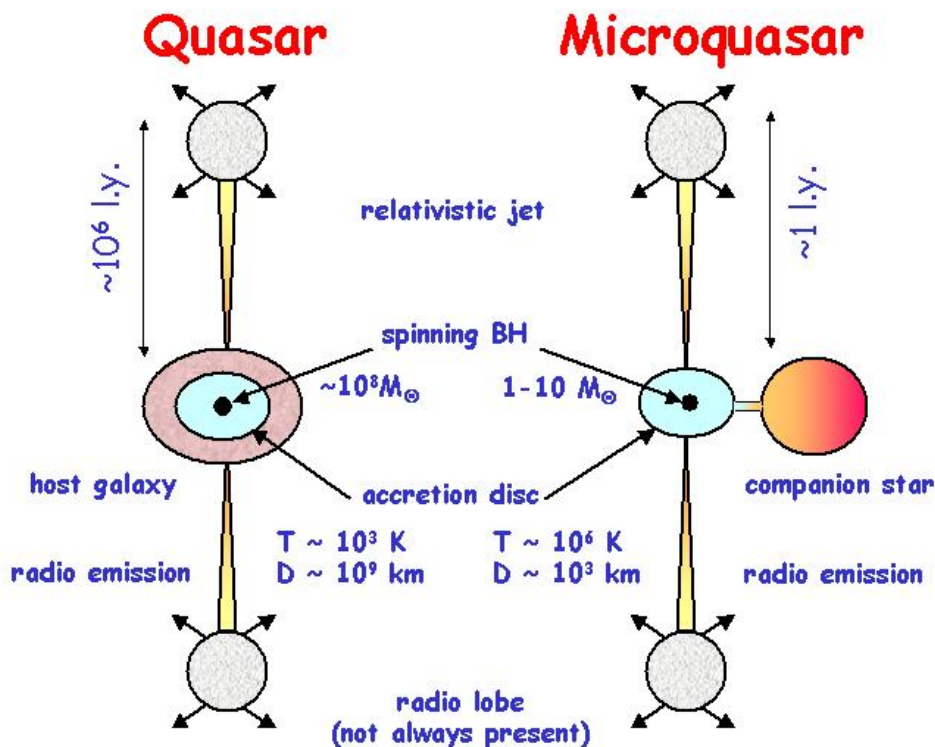


FIG. 3.4 – *Comparaison quasar-microquasar: structures (C.Distefano).*

La plupart des microquasars ont une activité non-continue en temps (activité dite par "burst"): les jets ne sont présents que lors de certaines périodes d'activité, dites périodes d'éjection. Comme il a déjà été mentionné, plusieurs caractéristiques typiques des quasars (comme la taille des jets) semblent être directement liées à

la masse du trou noir central. Si le trou noir central est super-massif dans le cas des quasars ($M_{bh} = 10^6 - 10^9 M_{\odot}$), il est de l'ordre de quelques masses solaires pour les microquasars. Ceci implique, en particulier, que des phénomènes transitoires qui durent longtemps (plusieurs années) et sont donc difficilement observés dans les quasars, ont lieu à des échelles de temps de l'ordre de quelques jours dans les microquasars (cf. figure 3.5). Ces phénomènes sont interprétés, du moins pour les microquasars, comme des transitions entre différents états du système binaire. La nature de ces états, leur nomenclature et surtout ce qui déclenche le passage d'un état vers un autre restent encore assez mal compris et différentes théories sont proposées, pour tenter d'expliquer toutes les observations (cf. [35] pour une revue récente des modèles proposés). Les échelles de temps réduites de ces transitions pour les microquasars permettent d'envisager d'observer la totalité de certaines transitions.

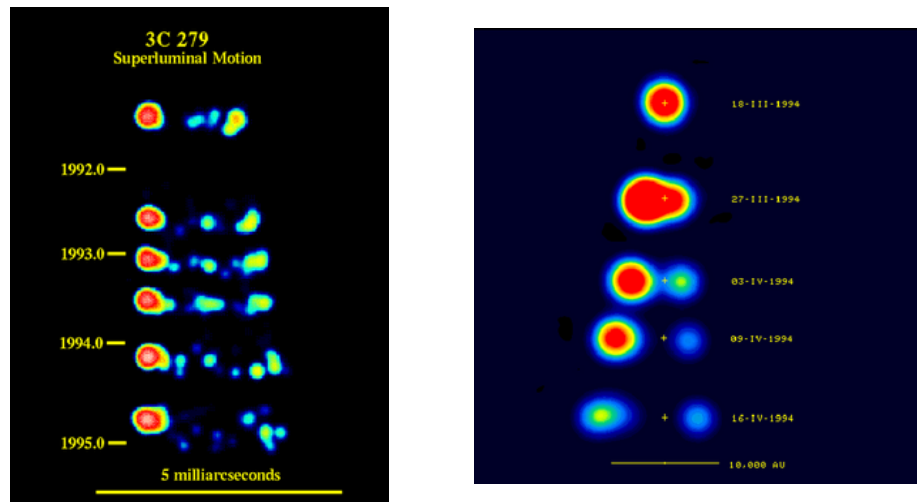


FIG. 3.5 – *Comparaison des mouvements des jets d'un quasar (3C 279) observé sur une période de trois ans et d'un microquasar (GRS 1915+105) observé sur un mois.*

3.3.3 Des neutrinos ?

Plusieurs modèles ont été développés pour décrire le fonctionnement des microquasars et en particulier les mécanismes qui conduisent à l'éjection de matière sous forme de jets. La composition de ces jets varie selon les modèles. En l'absence d'évidence expérimentale, cela reste une question ouverte. L'outil que représente les spectres d'émission, qui a permis de déterminer la nature hadronique des jets de SS433, n'est pas toujours utilisable. En effet, les raies spectrales sont décalées et distordues par effet Doppler, or dans le cas de jets ayant un grand facteur de Lorentz, les raies doivent être très larges, donc difficilement exploitables.

La production de neutrinos de haute énergie par les microquasars est possible dans les modèles prédisant la présence de protons dans les jets. Ceux-ci peuvent interagir à

la fois avec les photons X émis par le disque d'accrétion, et avec les photons synchrotrons produits par les électrons accélérés dans le jet en suivant la chaîne déjà décrite :

$$p + \text{cible} \rightarrow X + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$$

$$\text{puis } \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$$

$$\text{et encore } \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu + \nu_e/\bar{\nu}_e.$$

La détection de neutrinos provenant des microquasars permettra donc de confirmer la présence de protons dans les jets, tandis que l'absence d'événements en provenance des microquasars connus permettra de mettre des limites sur les flux de neutrinos émis et ainsi de contraindre certains modèles.

3.4 La détection des microquasars par ANTARES

Pour savoir si l'on pourra détecter une source de neutrinos avec ANTARES, il faut prendre en compte plusieurs éléments :

- le premier est le nombre d'événements que l'on peut attendre en provenance de cette source dans le détecteur. Ce nombre est lié à la fois au flux de neutrino que peut émettre la source et aussi aux performances du détecteur.
- le second point est le bruit de fond. Il s'agit de déterminer ce qui va constituer le bruit de fond et de définir les critères qui vont permettre de distinguer le signal de ce bruit de fond.
- enfin le paramètre temps intervient pour l'étude des microquasars qui n'ont pas une activité constante, le signal et le bruit de fond étant dans ce cas limités dans le temps.

3.4.1 Calcul du nombre d'événements attendus

Afin de prévoir le nombre d'événements attendus dans le télescope ANTARES, il faut choisir un modèle de microquasars permettant de calculer un flux de neutrinos attendu, puis il faut convoluer ce flux avec la réponse du détecteur.

3.4.1.1 Flux de neutrinos

A. Levinson et E. Waxman ont proposé un modèle pour les microquasars [36], inspiré de leur modèle pour les sursauts gamma : le fire-ball. Ce modèle prédit des flux de neutrinos de la forme :

$$\Phi_{\nu_\mu} \simeq \frac{1}{2} \eta_p f_\pi \delta^4 \frac{L_{jet}/8}{4\pi D^2} \quad (3.1)$$

où, L_{jet} est la puissance cinétique du jet (en erg.s^{-1}),
 $\eta_p \sim 0.1$ est la fraction de L_{jet} qui est transportée par les protons accélérés,

f_π est la fraction de l'énergie qui est transmise des protons aux pions, $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos\theta)]^{-1}$ est le facteur Doppler du jet (θ étant l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée du détecteur) et D la distance de la source.

Partant de ce modèle, C. Distefano et al. [37] ont utilisé des caractéristiques observationnelles d'une quinzaine de microquasars connus (cf. figure 3.6) pour calculer tous ces paramètres et ainsi quantifier les flux de neutrinos que l'on peut attendre de ces microquasars. Ces flux d'énergie, exprimés en $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, sont donnés dans le tableau de la figure 3.6.

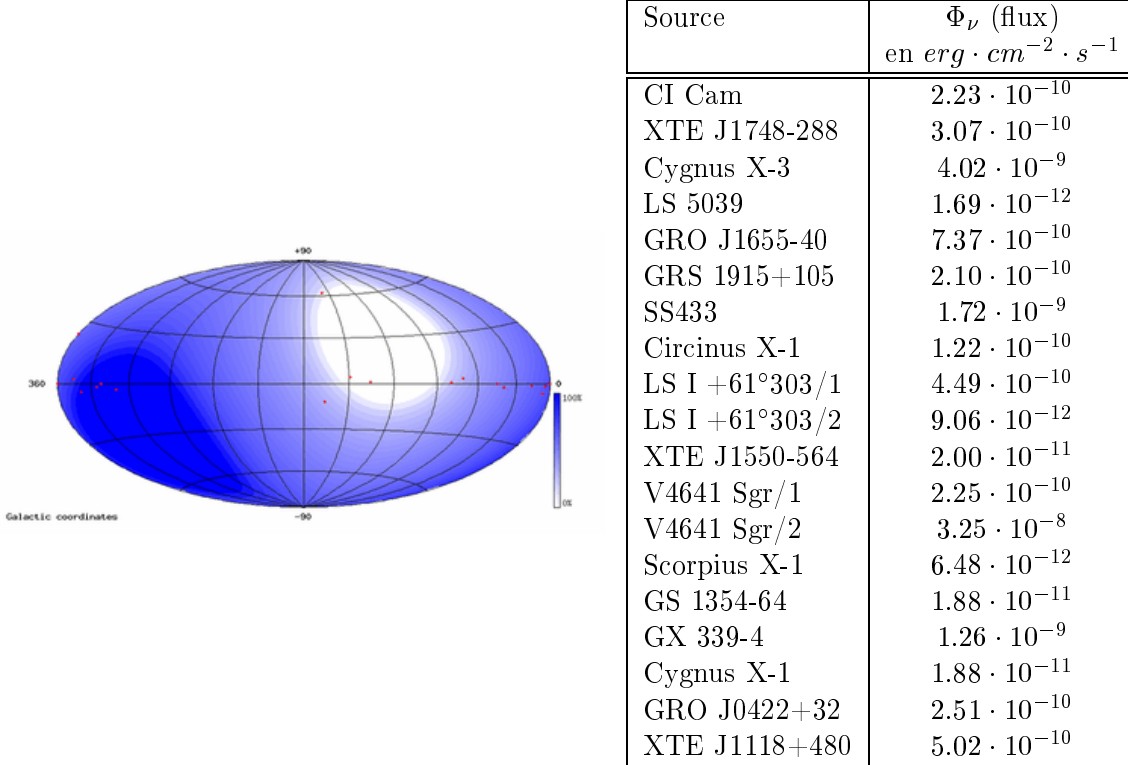


FIG. 3.6 – Carte, en coordonnées galactiques, des microquasars étudiés, avec la visibilité du ciel par ANTARES et leurs flux de neutrinos calculés dans [37]. Deux sources apparaissent deux fois (/1 et /2) car leurs observations ont conduit à deux ensembles de paramètres qui donnent des estimations différentes du flux de neutrinos.

De part le mode de production des neutrinos dans le modèle de Levinson et Waxman, le spectre attendu pour les neutrinos est lié au spectre des photons dans ce modèle. C'est un spectre qui suit une loi de puissance [38] :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$$

avec une rupture de pente du spectre à 5 TeV :

$\alpha = 1$ pour $E < 5 \text{ TeV}$, première partie du spectre,

et $\alpha = 2$ pour $E > 5 \text{ TeV}$, deuxième partie du spectre.

Le spectre des neutrinos s'étendant de quelques GeV à environ 100 TeV.

Cette forme de spectre permet de calculer des spectres (flux différentiels dN/dE) normalisés sur les flux intégrés calculés dans [37].

On a :

$$\Phi_\nu \propto \int \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} dE_\nu \quad (3.2)$$

soit ici :

$$\Phi_\nu = K_1 \cdot \int_{10 \text{ GeV}}^{5 \text{ TeV}} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} dE_\nu + K_2 \cdot \int_{5 \text{ TeV}}^{100 \text{ TeV}} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} dE_\nu \quad (3.3)$$

c'est-à-dire :

$$\Phi_\nu = K_1 \cdot \int_{10 \text{ GeV}}^{5 \text{ TeV}} E_\nu^{-1} dE_\nu + K_2 \cdot \int_{5 \text{ TeV}}^{100 \text{ TeV}} E_\nu^{-2} dE_\nu \quad (3.4)$$

où Φ_ν est connu et donné par le tableau de la figure 3.6, mais K_1 et K_2 sont des constantes à déterminer.

La deuxième équation qui va permettre de déterminer K_1 et K_2 est la continuité du spectre à la cassure à 5 TeV :

$$K_1 \cdot (5 \text{ TeV})^{-1} = K_2 \cdot (5 \text{ TeV})^{-2} \quad (3.5)$$

Les équations 3.4 et 3.5 et les valeurs de Φ_ν calculées par Distefano et al., permettent, pour chaque microquasar étudié, de normaliser le spectre. Pour commencer, on n'échappe pas à la conversion d'unités pour passer du monde des astronomes au monde de la physique des hautes énergies :

$$\text{erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = \frac{\text{GeV.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}}{1.6 \cdot 10^{-7}}.$$

Puis l'intégration de 3.4 avec 3.5 fournit finalement le spectre normalisé utilisable :

$$\Phi_\nu = \frac{\Phi_{\text{Distefano et al.}} \cdot 10^4}{1.6(4 + 5 \log 20)} \cdot \left(\int_{10 \text{ GeV}}^{5 \text{ TeV}} E_\nu^{-1} dE_\nu + 5 \cdot 10^3 \cdot \int_{5 \text{ TeV}}^{100 \text{ TeV}} E_\nu^{-2} dE_\nu \right) \quad (3.6)$$

avec Φ_ν en $\text{GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et E_ν en GeV.

C'est ce spectre normalisé qui va ensuite être convolué avec la réponse en énergie du détecteur.

3.4.1.2 Nombre d'événements dans ANTARES

La connaissance de ces flux de neutrinos et de leur spectre en énergie permet de prévoir le nombre d'événements attendus dans ANTARES pour chaque microquasar.

Pour cela, on utilise le logiciel `Calcrate`¹, qui calcule le nombre d'événements attendus dans le détecteur ANTARES, pour un flux de neutrinos donné. L'option "source

1. développé par Aart Heijboer, de NIKHEF à Amsterdam.

ponctuelle” permet de prendre en compte la visibilité de la source par le détecteur (l’effet est moyenné sur un an).

Les paramètres à fournir en entrée sont donc : un spectre normalisé et une position, en coordonnées galactiques.

La réponse du détecteur en fonction de l’énergie est exprimée en terme de surface effective pour les neutrinos. En utilisant un fichier contenant les surfaces effectives d’ANTARES, le logiciel calcule les événements attendus dans chaque interval d’énergie. `Calcrate` donne, en sortie, une fenêtre ROOT (qui peut être sauvée sous différents formats), avec plusieurs graphiques (cf. figure 3.7).

Du dernier graphe on peut extraire le nombre d’événements attendus par an pour

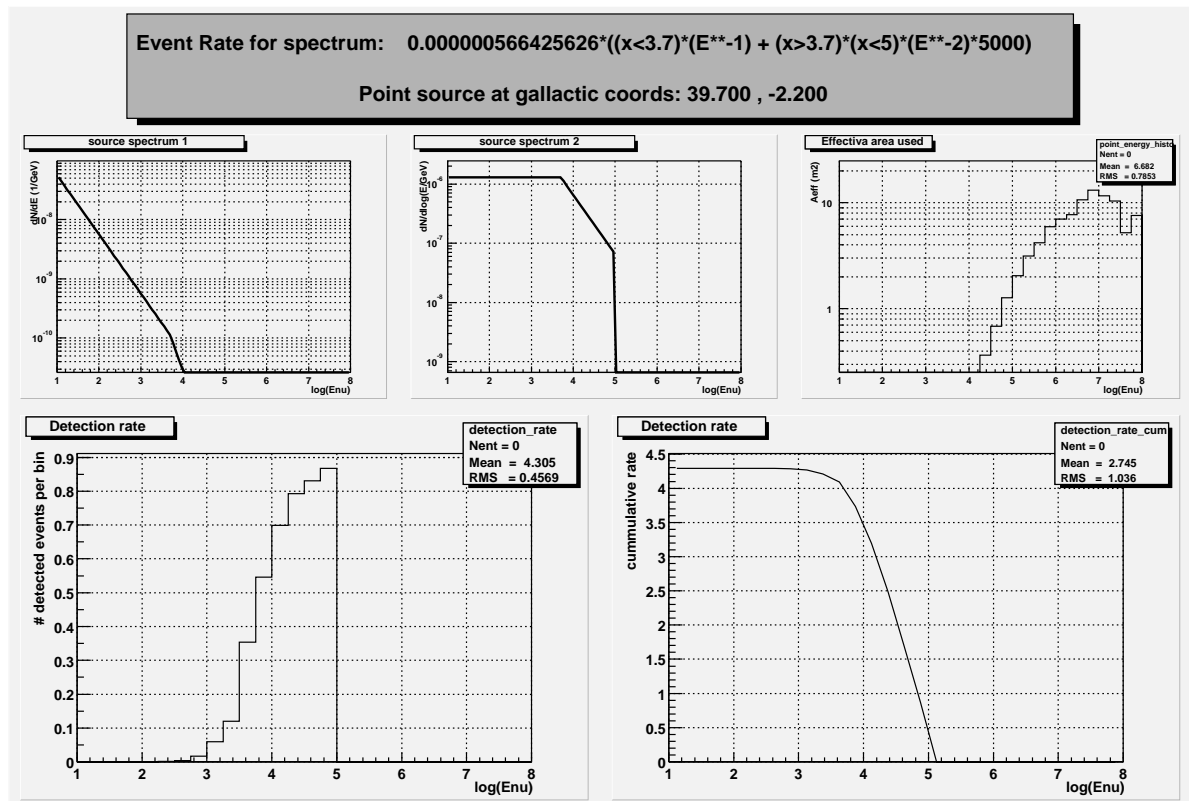


FIG. 3.7 – Résultats du logiciel `Calcrate` obtenu pour la source *SS433*. La première ligne de graphes reproduit les paramètres donnés en entrée pour les calculs : le spectre en énergie de la source (éventuellement tracé sur plusieurs graphes si le spectre comporte des “cassures”) puis la réponse du détecteur : la surface effective pour les neutrinos en fonction de l’énergie. Les deux suivants sont : à gauche, les nombres d’événements détectés en fonction de l’énergie du neutrino par intervalles d’énergie et à droite en cumulant tous les événements au dessus d’une certaine énergie.

Source	Taux d'événements par an	Taux d'événements par jour	Durée d'un burst en jours	Taux d'événements par burst
XTEJ1748-288	1.065	$2.9 \cdot 10^{-3}$	20	$5.84 \cdot 10^{-2}$
CygnusX-3	5.13	$1.4 \cdot 10^{-2}$	3	$4.22 \cdot 10^{-2}$
GROJ1655-40	2.967	$8.1 \cdot 10^{-3}$	6	$4.88 \cdot 10^{-2}$
GRS1915+105	0.525	$1.4 \cdot 10^{-3}$	6	$8.6 \cdot 10^{-3}$
CircinusX-1	0.605	$1.7 \cdot 10^{-3}$	4	$6.6 \cdot 10^{-3}$
XTEJ1550-564	0.1	$3 \cdot 10^{-4}$	5	$1.4 \cdot 10^{-3}$
V4641Sgr/1	0.755	$2.1 \cdot 10^{-3}$	0.3	$6 \cdot 10^{-4}$
V4641Sgr/2	109.25	$3.0 \cdot 10^{-1}$	0.3	$8.98 \cdot 10^{-2}$
GS1354-64	0.103	$3.0 \cdot 10^{-4}$	2.8	$8.0 \cdot 10^{-4}$
GROJ0422+32/1	0.385	$1.1 \cdot 10^{-3}$	1	$1.1 \cdot 10^{-3}$
GROJ0422+32/2	0.385	$1.1 \cdot 10^{-3}$	20	$2.11 \cdot 10^{-2}$
SS433	4.29	$1.18 \cdot 10^{-2}$	365	4.29
GX339-4	6.50	$1.78 \cdot 10^{-2}$	365	6.50

TAB. 3.1 – Nombre d'événements attendus, par ANTARES, par an, par jour d'activité et par "burst" pour les microquasars étudiés dans [37] et visibles par ANTARES. Les deux microquasars constants visibles par ANTARES sont placés en bas du tableau avec une durée de burst fictive de 1 an. Les sources présentes deux fois (/1 et /2) le sont avec un jeu de paramètres différents, conduisant à des prédictions différentes sur le taux d'événements.

chaque microquasar, dans le cas où le flux de neutrinos serait constant et décrit par le modèle utilisé.

La plupart des microquasars n'ont pas une activité constante, on a donc ramené ce nombre d'événements attendus par an à un nombre d'événements attendus par jour d'activité, puis par "burst" ce qui est montré dans le tableau 3.1. Ces nombres d'événements attendus par jour sont assez faibles pour la plupart des microquasars étudiés. Cependant, il faut maintenant les comparer au bruit de fond attendu en prenant en compte les durées caractéristiques des périodes d'activité de ces microquasars.

3.4.2 Bruit de fond

Le bruit de fond d'un télescope à neutrino cherchant une source ponctuelle est essentiellement constitué du flux isotrope et permanent des neutrinos atmosphériques. Le flux des neutrinos atmosphériques est connu expérimentalement jusqu'à quelques dizaines de GeV [6]. A plus haute énergie, il existe différentes extrapolations théoriques. On utilisera, pour étudier le bruit de fond dû aux neutrinos atmosphériques, le modèle qui prédit le flux le plus important. Le tableau 3.2 montre les nombres d'événements attendus dans ANTARES dus au flux de neutrinos atmosphériques. Les chiffres montrés sont calculés à partir du programme INFLUX (Incident Neutrino

Angle solide d'observation	2π	1°	0.5°
Durée d'observation			
1 an	1700	0.26	0.07
1 jour	4.66	0.0007	0.0002

TAB. 3.2 – Nombre d'événements neutrino atmosphériques attendus (prédiction du modèle le plus défavorable [21]), dans le détecteur ANTARES, par jour ou par an, sur 2π , 1° et 0.5° .

FLUX library)¹, qui permet de calculer les flux de neutrinos attendus pour différents modèles de flux diffus. Les paramètres choisis sont :

- le modèle qui prédit le plus grand nombre d'événements de bruit de fond, à savoir le modèle de Bartol pour les neutrinos conventionnels et le modèle QGSM OP pour les neutrinos prompts (cf. [6] pour les détails des différents modèles).
- concernant l'énergie, on intègre tous les neutrinos entre 10 GeV (seuil de détection d'ANTARES) et 100 TeV.
- concernant la direction, on intègre tous les neutrinos incidents sur un hémisphère.
- concernant la simulation et la reconstruction des événements, les logiciels utilisés sont : la production de neutrinos jusqu'à haute énergie, la simulation v1r0 de l'ARS, la reconstruction v4r2 (stratégie "Aart") et l'algorithme de reconstruction d'énergie utilisant le dE/dx .
- enfin, on ne considère que les événements qui ont passé les critères de sélection sur la qualité de reconstruction des traces.

3.4.3 Comparaison entre le signal et le bruit de fond

Le fait de rechercher une source ponctuelle à une position connue réduit considérablement le bruit de fond spatialement. Dans un premier temps, on peut comparer le nombre d'événements attendus pour chaque source ponctuelle avec les nombres d'événements de bruit de fond (neutrinos atmosphériques) attendus dans un cône dont l'angle solide correspond à la résolution angulaire du télescope. Si on choisit une valeur conservatrice de 1 degré pour la résolution angulaire, on voit que le bruit de fond est déjà fortement réduit (cf. tableau 3.2).

Pour les microquasars "constants" c'est-à-dire ceux dont les jets sont toujours présents, c'est le seul facteur de réduction du bruit de fond. L'analyse des données pour rechercher des signaux de ces microquasars sera similaire aux autres sources ponctuelles. Elle sera abordée dans le paragraphe 3.4.5.

Pour les microquasars non-constants, si l'on veut comparer les nombres d'événements attendus pour le signal (μqso) et pour le bruit de fond (neutrinos atmosphériques),

1. développé par Alain Romeyer, du CEA à Saclay cf. [39].

Source	Durée d’un burst en jours	Taux d’événements par burst	Bruit de fond 1° par burst	Bruit de fond 0.5° par burst
XTEJ1748-288	20	$5.84 \cdot 10^{-2}$	$1.40 \cdot 10^{-2}$	$3.54 \cdot 10^{-3}$
CygnusX-3	3	$4.22 \cdot 10^{-2}$	$2.10 \cdot 10^{-3}$	$5.31 \cdot 10^{-4}$
GROJ1655-40	6	$4.88 \cdot 10^{-2}$	$4.19 \cdot 10^{-3}$	$1.06 \cdot 10^{-3}$
GRS1915+105	6	$8.6 \cdot 10^{-3}$	$4.19 \cdot 10^{-3}$	$1.06 \cdot 10^{-3}$
CircinusX-1	4	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$2.79 \cdot 10^{-3}$	$7.08 \cdot 10^{-4}$
XTEJ1550-564	5	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$3.49 \cdot 10^{-3}$	$8.85 \cdot 10^{-4}$
V4641Sgr/1	0.3	$6 \cdot 10^{-4}$	$2.10 \cdot 10^{-4}$	$5.31 \cdot 10^{-5}$
V4641Sgr/2	0.3	$8.98 \cdot 10^{-2}$	$2.10 \cdot 10^{-4}$	$5.31 \cdot 10^{-5}$
GS1354-64	2.8	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$1.96 \cdot 10^{-3}$	$4.96 \cdot 10^{-4}$
GROJ0422+32/1	1	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$6.99 \cdot 10^{-4}$	$1.77 \cdot 10^{-4}$
GROJ0422+32/2	20	$2.11 \cdot 10^{-2}$	$1.40 \cdot 10^{-2}$	$3.54 \cdot 10^{-3}$
SS433	365	4.29	$2.6 \cdot 10^{-1}$	$6.46 \cdot 10^{-2}$
GX339-4	365	6.50	$2.6 \cdot 10^{-1}$	$6.46 \cdot 10^{-2}$

TAB. 3.3 – *Comparaison des taux d’événements attendus dans ANTARES par “burst” (période d’activité) pour les microquasars non-constants et le bruit de fond ($\nu_{atm.}$) attendu dans un cône de 0.5° et 1° sur la même durée. Les deux microquasars constant visibles par ANTARES sont placés en bas du tableau avec une durée de burst fictive de 1 an.*

il faut ramener les taux d’événements attendus à la durée typique des bursts de chacun des microquasars. Ces taux par “burst” sont montrés dans le tableau 3.3.

Ceci réduit encore le nombre d’événements que l’on peut attendre des microquasars mais aussi le bruit de fond attendu durant cette période (cf. tableau 3.3). Pour profiter de cette réduction temporelle du bruit de fond, il faut corréler les observations neutrinos avec les observations électromagnétiques (X, radio et gamma).

3.4.4 Étude des microquasars non-constants: observation multi-messagers

3.4.4.1 Les phases des microquasars : de la description à la compréhension

Les microquasars font, depuis peu, l’objet de campagnes d’observations “multi-longueurs d’onde”[40] dont l’analyse permet d’avancer dans la compréhension des phénomènes mis en jeu dans ces objets lors de leurs différentes phases d’activité. L’observation “multi-messagers” des microquasars s’inscrit naturellement dans la continuité de ce type d’observations.

3.4.4.2 Les microquasars comme “Target Of Opportunity” (TOO) pour ANTARES

La notion de “Target of Opportunity” n’est pas très développée pour les télescopes à neutrinos puisque le télescope regarde en permanence toutes les directions qui lui sont accessibles. Cependant certaines améliorations du système de sélection sont réalisables si on prend en compte la connaissance de la direction de la source que l’on veut observer. Ceci est difficilement réalisable en permanence pour toutes les sources potentielles car cela suppose d’avoir, pour chaque direction privilégiée, une ferme de PC équivalente à celle qui trie les données. Cependant, il est envisagé de doubler ce système de façon à pouvoir regarder, sur certaines plages de temps, dans une direction donnée avec une meilleure efficacité de déclenchement, en parallèle au filtrage des données standard. Cette idée a été développée pour l’observation des GRB [41]. Ces objets sont en effet très furtifs et tout un système d’alerte (basé sur les satellites d’observation) existe et est utilisé par la communauté des astronomes afin de réaliser un maximum d’observations multi-longueurs d’onde, et maintenant multi-messagers.

L’échelle de temps de réaction des observations est un peu moins critique pour l’activité des microquasars que pour les GRB, et de plus, la direction des microquasars déjà identifiés est connue à l’avance. Ceci permet d’envisager d’utiliser le même système de filtrage en privilégiant la direction d’un microquasar lorsque l’activité de celui-ci est observée en rayons X et/ou en radio.

L’apport des observations neutrinos sera sans doute précieux, en effet, leur simple présence signe déjà une nature hadronique du plasma éjecté. Mais en plus, le moment précis de leur émission, en corrélation avec les observations X et radio pourra apporter des informations supplémentaires sur les mécanismes d’éjection qui sont encore mal connus.

3.4.5 Étude des microquasars constants

3.4.5.1 La recherche de sources ponctuelles par ANTARES

On a vu en 1.3.1 que plusieurs méthodes existent pour rechercher une source ponctuelle avec un télescope à neutrinos.

Sur ANTARES, deux méthodes de type “balayage du ciel” ont été étudiées : la méthode de la grille et la méthode des clusters [31].

Avec la méthode de la grille, on découpe le ciel en “bin” avant de regarder les données. Ensuite on projette les données sur cette carte du ciel découpée puis on calcule pour chaque bin la probabilité de contenir le nombre d’événements observés (ou plus) dans l’hypothèse où tous les événements sont uniquement dûs au bruit de fond. Pour prendre en compte l’acceptance du détecteur qui n’est pas isotrope, ce qui rend donc la distribution du bruit de fond dans le ciel vu par le détecteur également non isotrope, on peut jouer sur la taille des bins et l’ajuster afin d’obtenir un bruit de fond attendu uniformément distribué dans tous les bins.

Avec la méthode des “clusters”, on constitue des cônes d’un angle solide donné au-

tour de chaque événement d’un lot de données et on compte le nombre d’événements présents dans chaque cône. Une source ponctuelle apparaîtra comme un excès d’événements dans l’un des cônes. Là encore, la signification de l’observation est obtenue en calculant la probabilité d’avoir ce nombre d’événements ou plus dans ce cône.

D’autre part, comme la sensibilité du détecteur dépend de l’énergie des neutrinos,

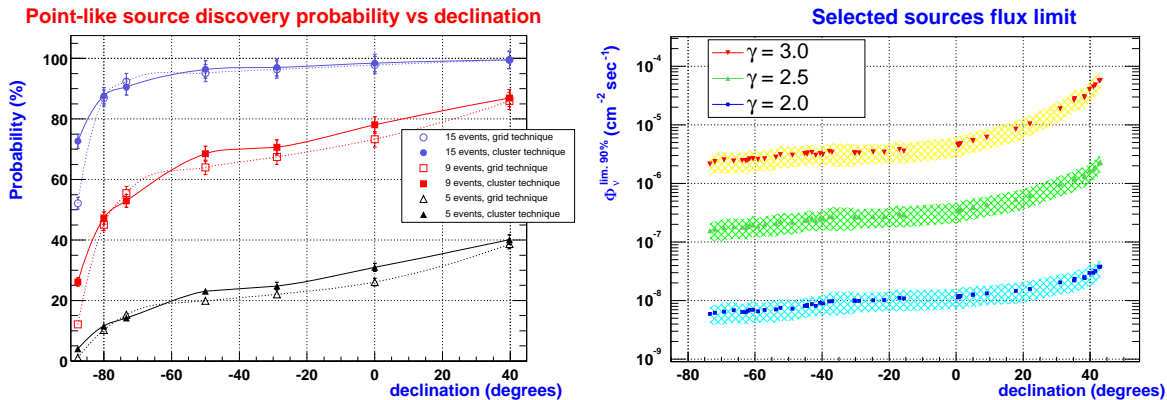


FIG. 3.8 – Probabilité de découverte (à gauche) pour les deux méthodes grille et clusters, pour différents nombres d’événements de signal. A droite, la limite sur le flux de neutrino pour différents indices spectraux de sources astrophysiques [31].

pour établir des limites (de détection ou d’exclusion), il faut faire une hypothèse sur le spectre en énergie pour la source potentielle. L’hypothèse la plus simple et la plus classique est celle d’un spectre en loi de puissance d’indice γ (flux proportionnel à E_ν^γ). L’indice est souvent fixé à -2 car c’est généralement le type de spectre prédit pour les sources astrophysiques de neutrinos. En effet, la plupart des modèles astrophysiques prédisant des flux de neutrinos de haute énergie font appel au mécanisme d’accélération de Fermi pour accélérer les particules susceptibles de produire ensuite des neutrinos.

Les deux méthodes (grille et clusters) donnent des résultats comparables. Les potentialités de découvertes et les prédictions sur les limites de flux de neutrinos sont montrées sur la figure 3.8.

Une autre méthode, récemment appliquée à la recherche de sources ponctuelles par ANTARES (cf. [42, 43, 44] pour une description détaillée), est de calculer, pour un ensemble d’événements enregistrés (par exemple pour un an de données), sa fonction de vraisemblance avec les deux hypothèses :

H_0 “cet ensemble d’événements ne contient que des événements de bruit de fond (ie des neutrinos atmosphériques)”

ou

H_1 “cet ensemble d’événements contient, en plus des neutrinos atmosphériques, des événements provenant d’une source ponctuelle”.

La compatibilité de l’ensemble des données d’un lot avec l’une ou l’autre des deux hypothèses est ensuite quantifiée par le test statistique le plus efficace qui est le

rapport des vraisemblances $\lambda = \log \left(\frac{P(\text{données}|H_1)}{P(\text{données}|H_0)} \right)$.

Pour calculer la vraisemblance des données avec le bruit de fond, le flux de neutrinos atmosphériques doit être bien connu. En revanche, le flux, la direction et l'indice spectral de la source potentielle peuvent être laissés comme paramètres libres et être déterminés en maximisant la probabilité qu'une telle source produise les données observées.

Si l'on fixe un ou plusieurs de ces paramètres, on rend le "signal" plus spécifique, ce qui permet de mieux le différencier du bruit de fond comme on le voit en comparant, sur la figure 3.9, les limites de détection pour une recherche de source ponctuelle dans le ciel entier (à gauche) ou bien à une position fixée (à droite).

Dans ce deuxième cas de figure, il faut prendre en compte le nombre de sources que l'on cherche en connaissant d'avance leur position. En effet, si on utilise un seul lot de données pour toutes les sources, la probabilité de fluctuation du bruit de fond dans un cône autour de la direction d'une source augmente avec le nombre de sources que l'on regarde. C'est pourquoi à chaque courbe du graphe de gauche de la figure 3.9, correspond trois courbes dans le graphe de droite, pour la recherche de 1, 10 ou bien 100 sources.

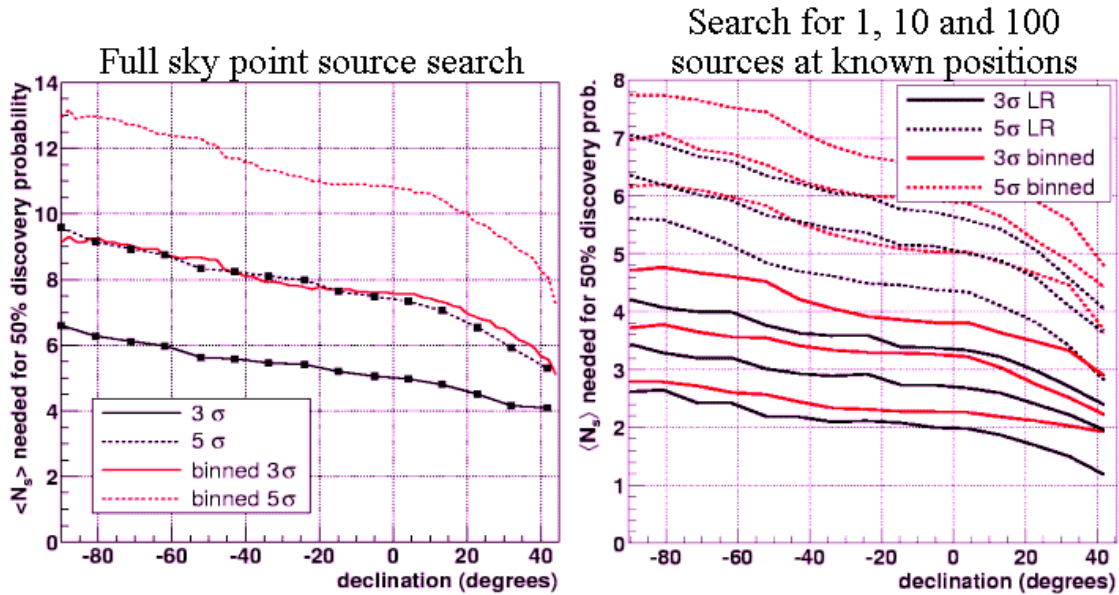


FIG. 3.9 – Nombre d'événements minimum en provenance d'une source ponctuelle pour sa détection à 3σ (en trait plein) et 5σ (en pointillés) avec la méthode du rapport des vraisemblances (en noir) ou bien une méthode cherchant les excès par bin d'angle solide (en rouge (gris en n°b)), pour une recherche sans a priori de position (à gauche) ou en connaissant la position de la source (à droite) [43, 44].

3.4.5.2 Comparaison du signal prédit pour SS433 et GX339-4 à la sensibilité d’ANTARES

Détection : On peut comparer le signal attendu de SS433 et GX339-4 (4.3 et 6.5 événements attendus par an, cf. tableau 3.1) aux résultats des prédictions de limites obtenus pour la recherche de sources ponctuelles ayant un spectre en E^{-2} avec la méthode du rapport des vraisemblances, pour un an de prise de données [42, 43]). Dans le cas où l’on sélectionne 10 sources candidates (par exemple ces deux microquasars plus certaines sources vu en gamma au dessus du TeV), la limite de détection à 5σ est de 5 événements pour une source à $+04^\circ$ (position de SS433) et de 5.7 événements pour une source à -48° (position de GX339-4).

On voit donc que SS433 est tout juste trop faible (en neutrino et d’après les prédictions du modèle considéré) pour être “découvert” à 5σ . Cependant, il serait visible à 3σ (cf figure 3.10) ce qui est intéressant, sachant qu’il est aussi visible par AMANDA. En revanche, (toujours selon les prédictions de ce modèle) GX339-4 serait visible à 5σ avec un an de prise de données (cf figure 3.10), ce qui à nouveau, est intéressant sachant que celui-là n’est pas visible par AMANDA.

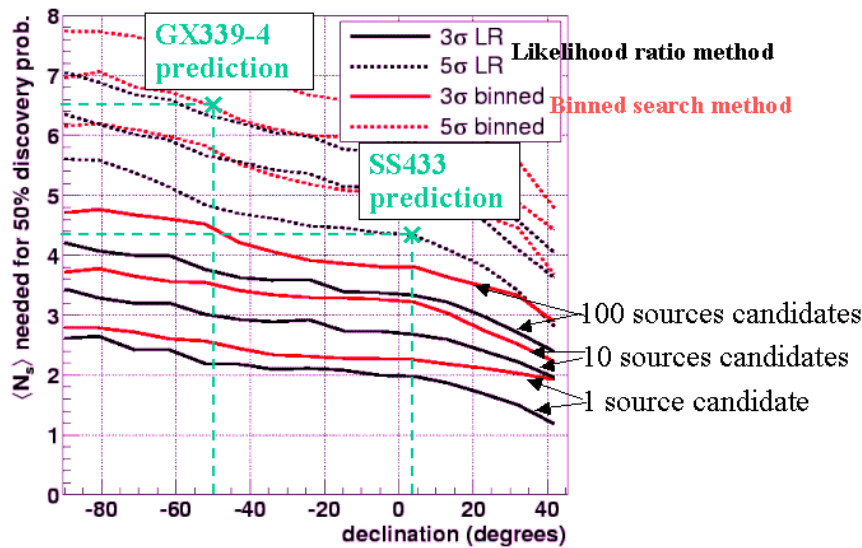


FIG. 3.10 – Sensibilité d’ANTARES pour la détection de sources ponctuelles avec un an de prise de données, les deux microquasars SS433 et GX339-4 sont visibles à 3 et 5σ respectivement. Les seuils de détection sont ceux donnés dans [43, 44], les points correspondent aux taux d’événements attendus calculés précédemment.

Exclusion : En cas de non-observation d’événements dans ces directions (ou très peu, correspondant à ce qu’on attend pour le bruit de fond) on peut poser des limites sur le flux émis par ces deux microquasars (traduit en nombre d’événements par an). Ces limites excluent les prédictions pour ces deux sources à 90% de niveau

de confiance et même à 99% pour GX339-4 comme montré sur la figure 3.11.

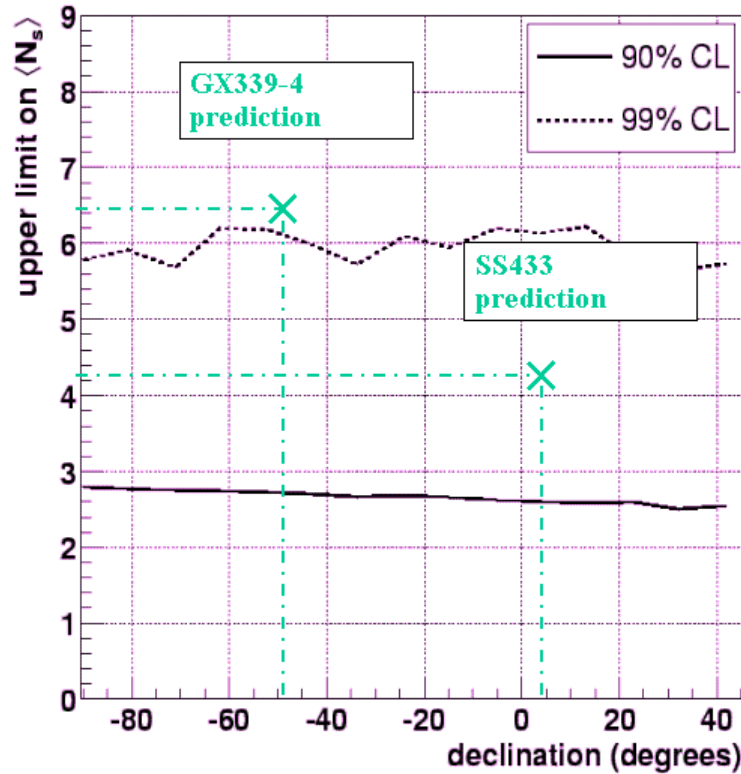


FIG. 3.11 – Limite d'exclusion d'un modèle prédisant N_s événements d'une source ponctuelle. Les limites d'exclusion sont celles données dans [43, 44], les points correspondent aux taux d'événements attendus calculés précédemment.

Limitation et perspectives : Il est important de noter que nous avons utilisé les limites de détection et d'exclusion résultant de la méthode des rapports de vraisemblance, appliquée à la recherche de sources ponctuelles ayant un spectre en E^{-2} . Or, le modèle de Waxman, prédit une cassure dans le spectre qui est en E^{-2} au dessus de 5 TeV et en E^{-1} en dessous. La comparaison des taux d'événements attendus avec ce spectre et des limites de détection attendues pour un spectre en E^{-2} n'est donc pas rigoureuse. Cependant cette comparaison est tout de même raisonnable. En effet, ces limites de détection utilisées pour la comparaison sont, a priori, encore plus sévères. En effet, le spectre du bruit de fond étant en $\sim E^{-3.6}$ la partie du spectre en E^{-1} de la source devrait permettre de contribuer encore plus à distinguer le signal du bruit de fond. D'autre part, changer le spectre de E^{-2} partout à E^{-1} en dessous de 5 TeV et E^{-2} au dessus a pour effet d'augmenter très légèrement le nombre d'événements attendus par ANTARES, et par conséquent d'abaisser les limites de détection.

Il sera donc intéressant de reproduire ces limites en utilisant le spectre avec cassure pour pouvoir les comparer aux événements attendus pour les microquasars.

Chapitre 4

La calibration en temps du détecteur

Dans la première partie de ce chapitre (paragraphe 4.1 et 4.2) nous traiterons de la calibration en temps du détecteur ANTARES en général. Nous rappellerons dans un premier temps l'importance et les motivations de la calibration en temps d'un télescope à neutrinos et la précision nécessaire qui en découle. Ensuite nous décrirons la stratégie choisie par la collaboration ANTARES pour assurer cette calibration et les différents moyens utilisés.

Dans la deuxième partie de ce chapitre (paragraphe 4.3, 4.4 et 4.4.5) nous nous intéresserons plus précisément à la calibration à terre, réalisée en salle noire avec un système laser. Ce système, mis au point au CPPM pour la ligne secteur sera décrit en détails, avant de passer à l'analyse des données prises avec la ligne secteur en utilisant ce système.

4.1 Introduction à la calibration en temps d'ANTARES

4.1.1 Importance de la calibration en temps

Pour faire réellement de l'astronomie neutrino, il faut être capable de pointer les sources des neutrinos détectés, c'est-à-dire de connaître la direction incidente de chaque neutrino. Ainsi comme pour tout télescope, la résolution angulaire est un paramètre important d'un télescope à neutrinos.

La trace du muon dans le détecteur est reconstruite en trois dimensions à partir des différences de temps d'arrivée des photons Tchérenkov sur les différents photomultiplicateurs. La précision sur le temps d'arrivée (relatifs d'un PM par rapport à un autre) des photons influe donc directement sur la résolution angulaire du télescope. On peut, à titre d'ordre de grandeur, calculer l'erreur sur la direction du muon, en deux dimensions, en fonction de l'erreur sur le temps d'arrivée des photons, en considérant la trace d'un muon entre deux PMs espacés d'une centaine de mètres ($L = 100$ m). Une incertitude de σ_{ns} nanosecondes (ns) sur le temps d'arrivée d'un

photon sur un PM induit une erreur longitudinale

$$\sigma_{ns} \cdot \frac{c}{n}$$

sur le point d'émission du photon par le muon, où n est l'indice de réfraction du milieu (ici l'eau de mer $n = 1.3$). Le deuxième PM apporte la même incertitude en temps, ce qui implique une incertitude angulaire de

$$\delta\theta = 2 \cdot \sigma_{ns} \cdot \frac{c}{n} \cdot \frac{1}{L}$$

sur la direction du muon. Soit numériquement

$$\delta\theta = 2 \cdot \sigma_{ns} \cdot 10^{-9} \cdot \frac{3 \cdot 10^8}{1.3} \cdot \frac{1}{100} \text{ rad}$$

c'est-à-dire

$$\delta\theta = \sigma_{ns} \cdot 0.26^\circ$$

Ceci n'est bien entendu qu'un calcul d'ordre de grandeur dont il faut seulement retenir que la précision sur les temps d'arrivée des photons doit effectivement être de l'ordre de la nanoseconde. La résolution angulaire estimée à partir de simulations complètes a été montrée en 2.5.

4.1.2 Précision attendue

Il est évident que la calibration relative en temps des réponses des PMs va être fondamentale pour la précision obtenue sur ces temps d'arrivée des photons, cependant, certains facteurs irréductibles limitent la précision que l'on a sur les temps d'arrivée des photons sur les PMs. Il s'agit en particulier de :

- l'étalement du temps de transit (TTS¹) des PMs (plus rigoureusement il s'agit du temps de transit des électrons à l'intérieur d'un PM que l'on appelle TT du PM.)
 $\sigma_{TTS} \sim 1.15 \text{ ns}$ au niveau du simple photoélectron, [45, 46]².
- la dispersion chromatique de la lumière Tchénkov ($\sigma_{disp.} \sim 1.6 \text{ ns}$ sur 40 m parcourus dans l'eau de mer [47]).

On souhaite donc que toutes les autres erreurs soient négligeables devant celles-ci et on considère que chaque source d'erreur doit être inférieure à 0.5 ns. Les spécifications techniques des différents éléments du détecteur qui jouent un rôle dans cette mesure de temps d'arrivée (TVC des ARS, système de distribution d'horloge...) doivent prendre cet impératif en compte.

La calibration relative (un module optique par rapport à un autre) des temps de détection des photons doit donc elle aussi être réalisée avec une précision d'au moins

1. pour Transit Time Spread.

2. les TTS sont parfois exprimés en largeur à mi-hauteur (FWHM en anglais). Pour une distribution gaussienne on passe de l'un à l'autre par : $FWHM = 2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma = 2.36 \cdot \sigma$.

0.5 ns.

La calibration absolue des horloges (avec le temps UTC GPS comme référence) n'est pas soumise aux mêmes conditions, le temps absolu des événements n'étant important que pour réaliser des observations en coïncidence avec d'autres observatoires astronomiques. La précision nécessaire et atteinte pour cette calibration absolue est de l'ordre de la ms.

4.1.3 Stratégie et moyens utilisés pour la calibration

Pour assurer la calibration en temps, plusieurs moyens différents, complémentaires sur certains points et redondants sur d'autres ont été développés :

- *Calibration interne de l'horloge*: Le système de distribution de l'horloge du détecteur permet de mesurer les retards entre les horloges locales de chaque LCM.
- *Mesure du temps de transit des PMs*: Chaque module optique est équipé d'une LED interne qui permet de mesurer le temps de transit du PM.
- *Calibration relative in situ*: En cours de fonctionnement du détecteur, on mesure les temps d'arrivée, sur différents OMs, du signal produit par des balises optiques LEDs et une balise laser déclenchées à des instants connus. Ces systèmes sont présentés dans le paragraphe 4.2.
- *A terre, en salle noire*: Après l'intégration de chaque secteur (5 étages), on procède à une calibration relative des OMs à l'aide du système de laser et de fibres optiques qui sera détaillé dans la paragraphe 4.3.
- *Avec les traces des muons atmosphériques*: Chaque trace reconstruite de muon atmosphérique peut être utilisée pour calibrer en temps les PMs touchés par cette trace en utilisant les résidus en temps de l'ajustement entre les données et la trace reconstruite.

La calibration interne de l'horloge et la mesure du temps de transit des PMs avec les LEDs internes peuvent être utilisées à la fois en salle noire avant le déploiement et en cours de fonctionnement du détecteur dans l'eau.

La balise laser et les balises optiques LED ne peuvent être utilisées qu'avec le détecteur déployé dans l'eau, tandis que la calibration avec le système laser en salle noire ne peut, par définition, être effectuée qu'à terre.

La calibration interne de l'horloge et la mesure du TT des PMs avec les LEDs internes des OMs (déclenchées par l'horloge) permettent une mesure du temps de parcours du signal entre la photocathode et le système d'horloge et d'acquisition à terre, ce dernier étant synchronisé sur le temps universel par GPS.

L'ensemble balise laser + balises optiques LED, doit permettre de réaliser, régulièrement pendant le fonctionnement du détecteur, la calibration relative de tous les OMs les uns par rapport aux autres. L'utilisation combinée de la balise laser et des balises LED permet d'atteindre tous les étages avec une lumière suffisante et permet d'obtenir une redondance sur certains étages.

Les mesures faites avec le système laser dans la salle noire sont redondantes par

rapport à celles faites avec l'ensemble balise laser + balises LED, puisque dans les deux cas on réalise la calibration relative de tous les OMs. Cependant la calibration relative effectuée avant le déploiement servira de référence (i.e. de valeur de contrôle) pour la calibration relative *in situ*.

4.2 Les systèmes de calibration utilisés *in situ*

4.2.1 Alignement des LCMs par le système d'horloge du détecteur

La synchronisation des différents éléments du détecteur est basée sur la distribution par fibre optique à tous les LCMs d'un signal horloge principal à 20 MHz, généré à terre. Ce signal d'horloge arrive à des instants différents dans chaque LCM du fait des longueurs de câble différentes qui les relient à la terre.

L'alignement en temps des LCMs est fait grâce à une mesure du temps de parcours du signal horloge, réalisée à l'aide de l'horloge principale à terre. L'horloge principale envoie à chaque LCM à tour de rôle un signal et celui-ci répond dès qu'il reçoit ce signal (cf. figure 4.1).

L'horloge à terre peut ainsi mesurer les temps de parcours aller-retour du signal vers chacun des LCMs afin de déterminer les retards relatifs entre les horloges locales dans chaque LCM. Le système de l'horloge principale à terre est très stable (variations inférieures à 100 ps) et cette mesure est effectuée avec une précision de l'ordre de 50 picosecondes, ce qui est largement suffisant pour nos besoins. Les temps de parcours aller (temps de parcours aller-retour divisés par deux) sont stockés dans la base de données ANTARES.

4.2.2 Les LEDs internes dans les OMs

Chaque module optique est équipé d'un système de calibration local : il s'agit d'une LED qui permet d'illuminer la photocathode du PM par derrière, à travers la fine couche d'aluminium qui est déposée sur l'arrière de son ampoule. La LED est fixée à la sphère en verre par le même gel optique qui maintient le PM. Pour limiter l'intensité à quelques photons, la LED est placée dans une petite boîte noire percée d'un trou de 1 mm de diamètre. Le pulseur qui permet de déclencher la LED est contrôlé depuis la terre via le système de distribution d'horloge et une des deux ARS du module optique. Dans les données, sont enregistrés à la suite, un signal indiquant le déclenchement du pulseur de la LED puis la réponse du PM à la lumière de la LED. La différence des temps d'arrivée de ces deux signaux successifs permet de mesurer le temps de transit du PM.

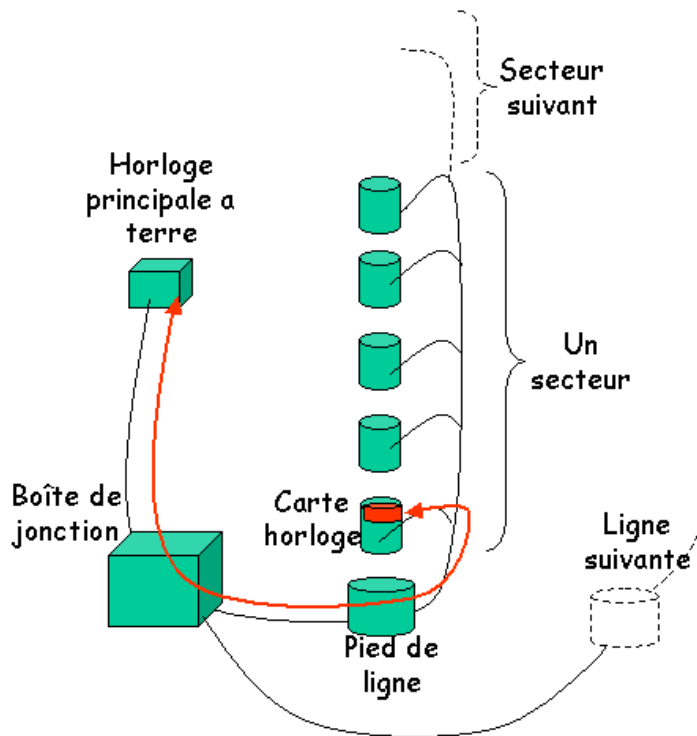


FIG. 4.1 – *Principe de la mesure du temps de parcours (demi aller-retour) du signal horloge depuis l'horloge à terre.*

4.2.3 La calibration avec les traces des muons atmosphériques

Chaque trace de muon est reconstruite en utilisant le temps d'arrivée de la lumière Tchérénkov vue par plusieurs PMs. Une fois la trace reconstruite, le résidu en temps pour chaque PM est la différence entre l'instant théorique d'arrivée de la lumière, calculé pour une telle trace, et le temps réellement enregistré par ce PM. Si les réponses des PMs sont bien calibrées en temps, ces résidus sont aléatoires sur l'ensemble des PMs et pour différentes traces. Si un PMs est mal calibré en temps, le résidu sur ce PM sera systématiquement affecté. Ainsi une étude des résidus peut permettre de détecter et corriger les décalages en temps des PMs. Les muons atmosphériques fournissent une grande quantité de traces descendantes ($\sim 10\,000$ par jour [48]). Ces traces peuvent servir pour réaliser cette calibration, ce qui permettrait d'obtenir une très faible erreur statistique [48] sur la mesure de ces résidus et par conséquent sur la calibration en temps de PMs.

4.2.4 Les balises optiques LED

Les différentes études et simulations réalisées par la collaboration, lors de la conception du détecteur, ont abouti à l'utilisation de plusieurs balises optiques réparties dans le détecteur (4 sur chaque ligne) qui permettent, en particulier, l'inter-calibration entre plusieurs étages et entre plusieurs lignes.

Chaque balise optique LED est constituée d'un cylindre transparent résistant à la pression dans lequel sont placées 6 "faces" ou cartes électroniques et sur lesquelles sont montées des LED et leurs pulseurs (cf. photo sur la figure 4.2). Ces pulseurs sont les mêmes que pour les LED internes. Ils sont appelés "pulseurs Sheffield" car ils ont été développés par le groupe ANTARES de l'Université de Sheffield en Angleterre, pour atteindre les spécifications requises :

- émission à la longueur d'onde de 470 nm,
- temps de montée (de 10 à 90%) entre 1.8 et 2 ns,
- FWHM¹ entre 4.5 et 6.5 ns,
- une bonne connaissance du nombre de photons émis à chaque pulse : entre $5 \cdot 10^6$ et $8 \cdot 10^7$ photons selon la tension appliquée.

Il y a 6 LED sur chaque carte, et différentes commandes permettent d'allumer un nombre variable de LED par carte. Ceci permet d'obtenir des flashes de différentes amplitudes, les plus faibles pour la calibration en temps, et les plus forts pour un contrôle des propriétés optiques de l'eau. La consommation électrique de l'ensemble de la balise a été optimisée et est de l'ordre de 1W.

Sur son étage, la balise optique est placée au dessus du LCM et est connectée à celui-ci par un câble, comme montré sur la figure 4.2.

Pour obtenir une mesure du temps de départ du flash de la balise optique, un mini PM rapide (Hamamatsu H6870, temps de montée 0.65 ns) est placé au centre de la face supérieure de la balise. Il permet aussi une calibration en amplitude des flashes de la balise.

L'analyse des données de calibration se fait en utilisant le temps de départ du flash donné par le mini-PM et le temps d'arrivée du flash vu par les PMs autour.

4.2.5 La balise optique laser

La balise laser est fixée au pied de la ligne d'instrumentation. Elle est contenue dans un cylindre en titane et pointe vers le haut pour illuminer les étages inférieurs des lignes (qui sont moins touchés par la lumière des balises LED) comme montré sur la figure 4.3. Afin d'optimiser l'illumination et de se protéger de la bio-salissure, la lumière du laser est pointée sur un diffuseur, qui est lui-même surmonté d'un cylindre en verre dont la lumière sort par les parois verticales, où la sédimentation est négligeable, ceci est montré sur la figure 4.4.

Le laser (Nanolase, NG-10120-120) produit des impulsions courtes ($FWHM = 0.8 \text{ ns}$),

1. FWHM : ici, largeur à mi-hauteur de l'impulsion lumineuse elle-même.

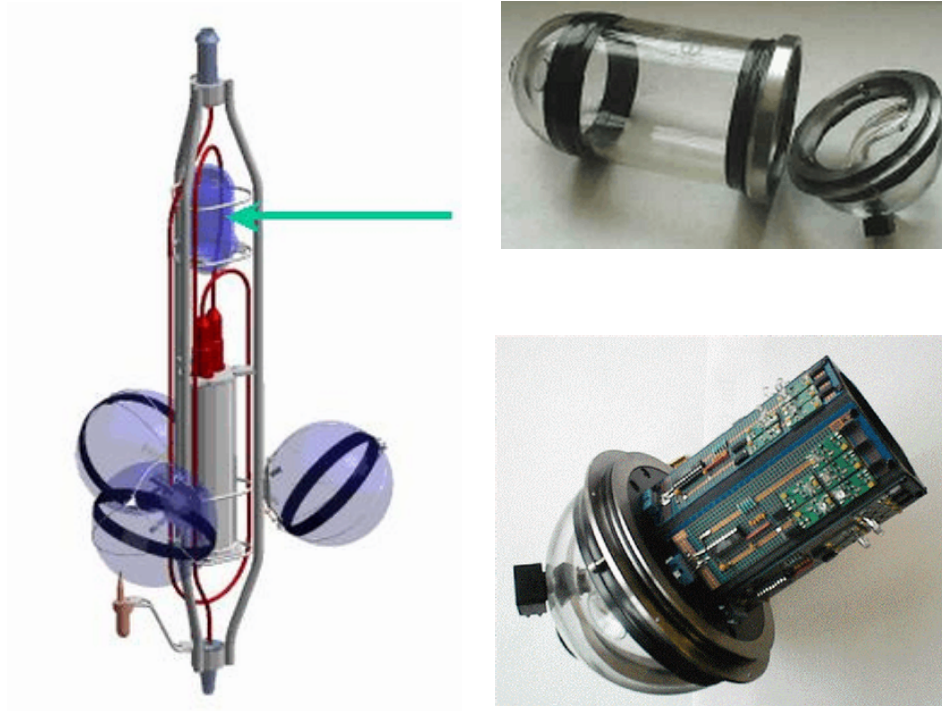


FIG. 4.2 – Photos d'une balise LED et position de celle-ci sur un étage.

de lumière verte (532 nm), très intense ($1.3 \mu J$) et renvoie un signal électrique en coïncidence avec le flash. Ce signal est fourni par la photodiode rapide (temps de montée $< 1\text{ ns}$) et stable (jitter $\sim 50\text{ ps}$) intégrée à la tête du laser. L'intensité du laser est fixe.

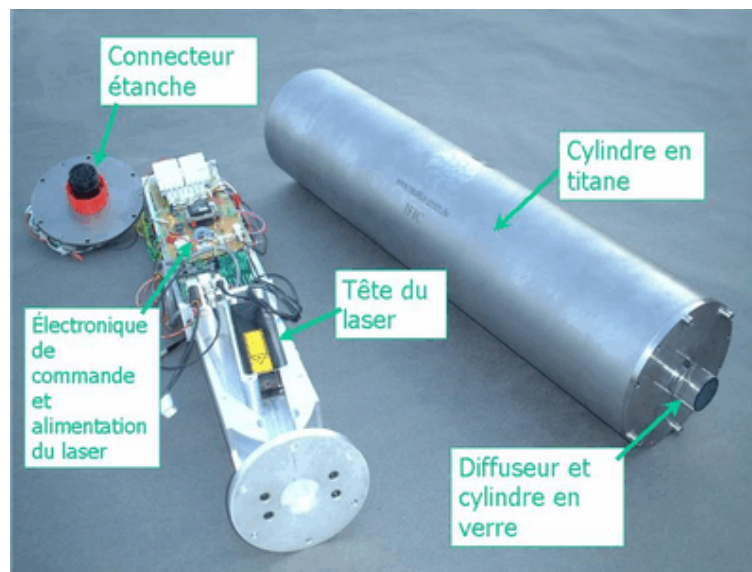


FIG. 4.3 – La balise laser à côté de son cylindre en titane.

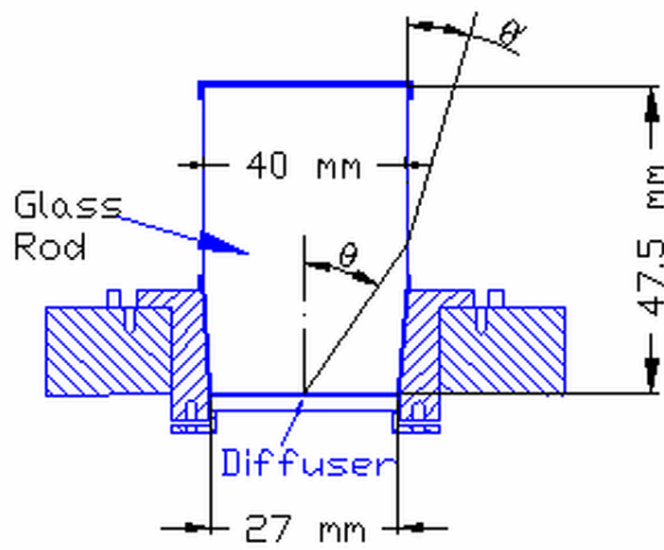


FIG. 4.4 – Schéma du cylindre en verre au dessus du diffuseur. La lumière sort par les parois verticales du cylindre sur lesquelles la sédimentation est négligeable.

4.3 Le système de calibration à terre

Le système de calibration utilisé à terre a pour objectif d'illuminer tous les modules optiques simultanément et d'enregistrer leurs réponses afin de mettre en évidence, leurs décalages relatifs en temps.

4.3.1 La salle noire

La calibration à terre se fait en même temps que d'autres tests, sur un secteur entier, soit 5 étages assemblés. Il faut donc une chambre noire dimensionnée de manière adéquate. Les étages (déjà reliés les uns aux autres par les câbles électroporteurs de la ligne) sont suspendus à un rail. Après les tests, ils sont directement stockés sur la structure qui sert pour la mise à l'eau. La chambre noire a été construite, pour la ligne secteur, dans la galerie d'assemblage du CPPM (cf. figure 4.5). Juste à côté, se trouve la "salle de contrôle" où se trouvent l'électronique, l'optique et l'informatique nécessaires aux différents tests.

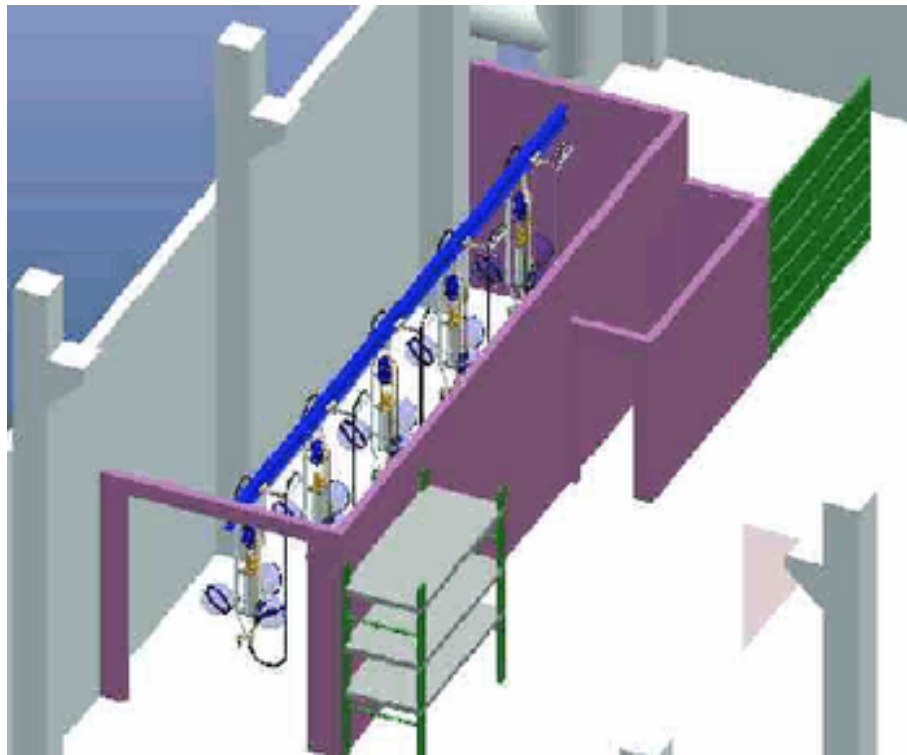


FIG. 4.5 – Dessin de la chambre noire dans le hall du CPPM.

4.3.2 Le système d'illumination des OMs

L'objectif du système d'illumination est donc d'éclairer simultanément tous les modules optiques d'un secteur. Le principe retenu est d'utiliser une source de lu-

mière unique et d'acheminer la lumière de cette source de manière identique sur tous les OM d'un secteur. Le système est composé d'un laser, d'un séparateur (splitter) optique et de fibres optiques (cf. figure 4.6).

Le laser fournit des impulsions lumineuses très courtes à une fréquence que l'on peut régler entre 1 Hz et 1 kHz. Ce laser est le même que celui utilisé dans la balise optique laser décrite au paragraphe 4.2.5 (pour plus de détails voir [49] et [50]).

La lumière du laser est amenée par une fibre optique à un splitter (1 vers 16) qui répartit la lumière sur des fibres optiques branchées en sortie. Ces fibres acheminent alors la lumière aux 15 modules optiques d'un secteur (3 OM par étage, 5 étages par secteur). Les fibres optiques ont été coupées de telle sorte que le temps de parcours de la lumière soit le même entre la sortie du laser et chaque module optique.

La figure 4.7 présente ces écarts de temps de parcours de la lumière dans les différents canaux, en prenant la moyenne sur tous les canaux comme référence. L'ensemble des valeurs est dans l'intervalle $[-70, +50]$ ps et l'écart type sur l'ensemble des canaux est de 37.5 ps. Ces mesures ont été faites en utilisant un TDC (Time Digital Converter) haute stabilité en mode t_{start}/t_{stop} . Comme signal déclencheur t_{start} on a utilisé le signal de la photodiode interne du laser. Comme signal de fin de mesure t_{stop} on a utilisé le signal lu, à tour de rôle sur chacun des canaux, par un mini-PM rapide (le même que celui choisi pour les balises LED : Hamamatsu H6780, temps de montée 0.65 ns).

Le temps de transit de l'électron à l'intérieur du PM dépend du point d'arrivée du photon sur la photocathode [51, 52]. Lors du fonctionnement du détecteur, toute la photocathode recevra des photons, donc la correction du décalage en temps entre deux modules optiques doit être faite avec un temps "moyen". Pour cela, la fibre optique est fixée à l'extrémité d'un support en plastique, derrière un diffuseur lambertien qui permet d'illuminer toute la photocathode (cf. figure 4.8 et 4.9). On rappelle qu'un diffuseur lambertien est le diffuseur "parfait" : l'intensité de la lumière diffusée (ici en transmission) ne dépend pas de la direction de la lumière transmise. Cette diffusion isotrope donne donc une distribution de l'intensité de la lumière (une indicatrice) en $\cos(\theta)$, où θ étant l'angle entre la normale au plan du diffuseur et la direction de la lumière transmise. On trouve dans le commerce des diffuseurs en verre dit "Flash-Opal", qui ont une couche blanche laiteuse et sont de très bon diffuseurs lambertiens. Ceux utilisés pour ce système proviennent de la firme britannique Edmunds Optics. Le support sert aussi à fixer une LED qui, déclenchée par un pulseur, permet, indépendamment de la calibration, de simuler la bioluminescence.

On a vérifié l'uniformité de l'illumination d'un PM en plaçant une demi sphère d'OM vide à la place d'un OM dans un des supports. On a ensuite balayé différentes positions sur la surface intérieure de la demi sphère avec un mini PM. La figure 4.9 montre l'amplitude du signal normalisée sur le maximum en fonction de l'angle de la position du PM avec l'équateur de la sphère. Sur la figure on montre aussi la distribution angulaire théorique attendue pour un diffuseur lambertien en prenant en compte l'effet d'angle solide (en $\frac{1}{D^2}$) due à la distance entre la surface du diffuseur et le point de mesure sur la sphère, la limite de la photocathode du PM dans la sphère de l'OM est aussi indiquée par deux traits verticaux.

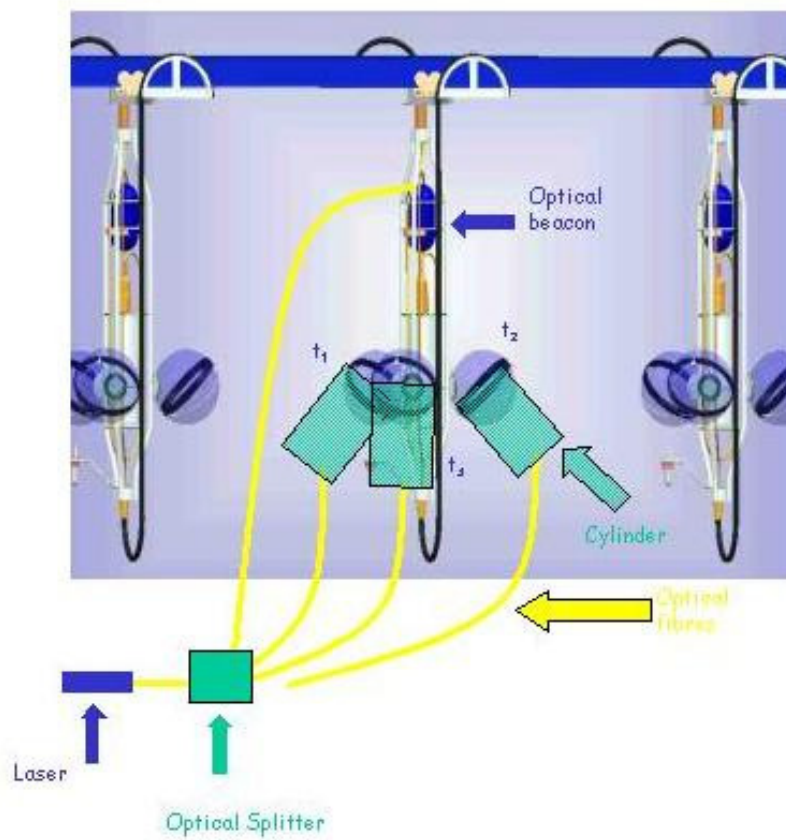


FIG. 4.6 – Schéma et photo du système utilisé pour la calibration à terre.

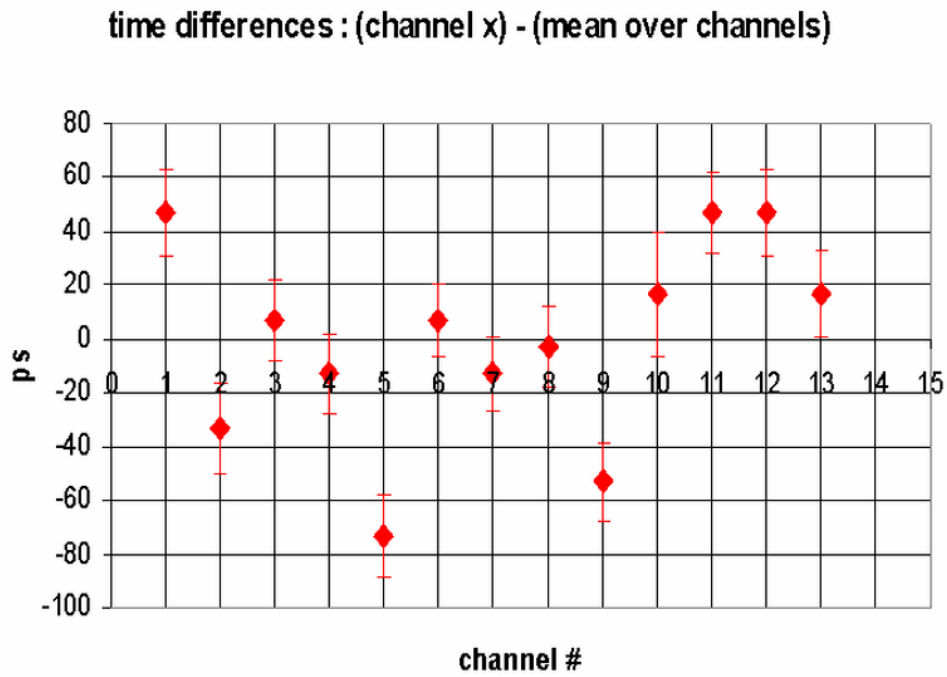


FIG. 4.7 – *Ecart en temps des différents canaux du splitter avec leurs fibres optiques, la moyenne sur tous les canaux a été prise comme référence.*

Enfin afin d'éviter des réflexions ou diffusions parasites à l'intérieur des supports plastiques, ceux-ci ont été peints en noir.

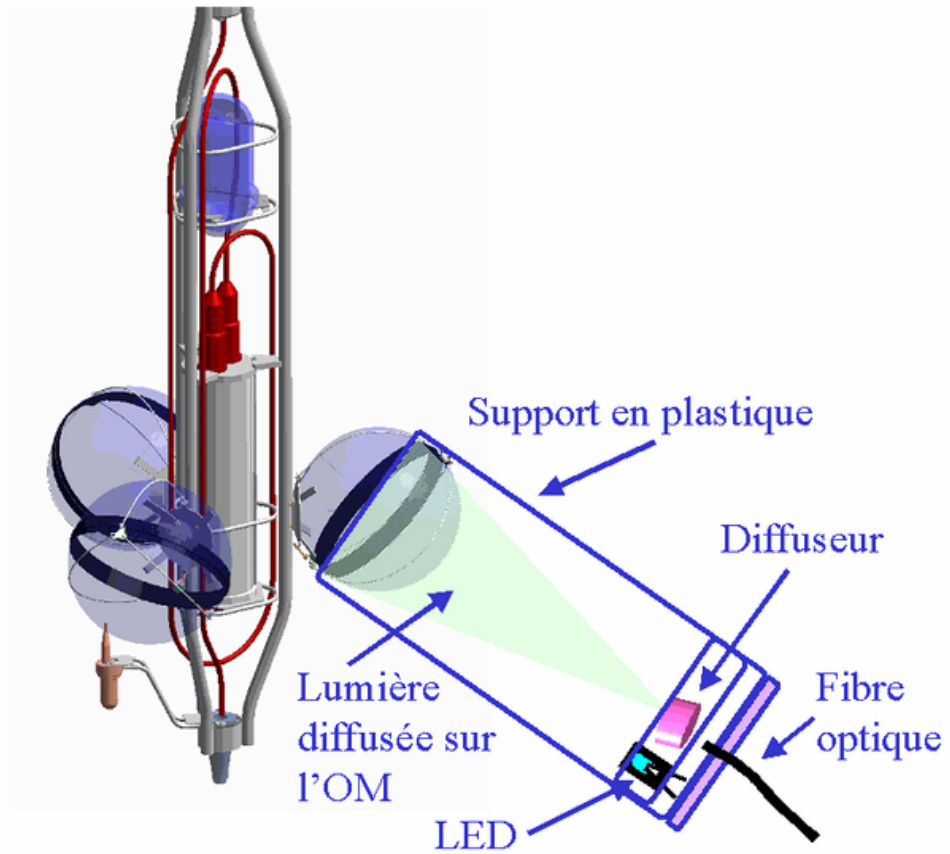


FIG. 4.8 – Schéma du support de la fibre optique et du diffuseur sur un module optique.

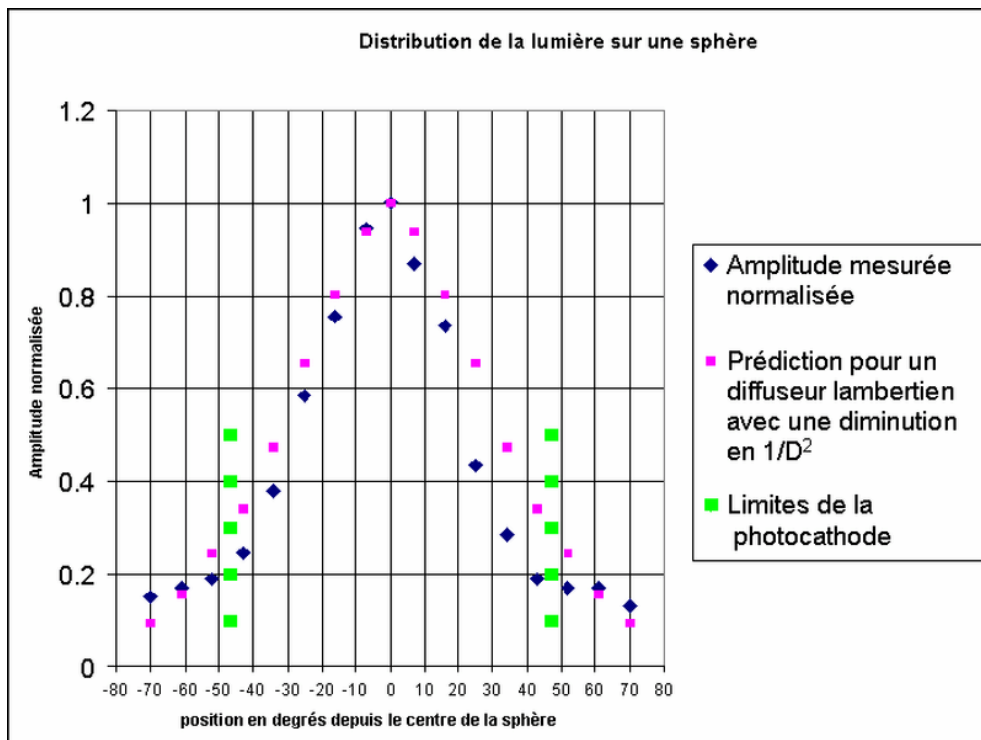


FIG. 4.9 – Répartition angulaire de la lumière par le diffuseur lambertien sur un module optique.

4.4 Analyse des données de calibration prises en salle noire

Le système de calibration en salle noire qui vient d'être présenté a été conçu, construit et testé durant la première moitié de l'année 2002. Il a ensuite servi pour tester la ligne secteur en salle noire, avec un signal réel (lumineux) au fur et à mesure de son intégration. Enfin quand la ligne secteur a été complète, le système a servi à sa fonction initiale : la calibration relative en temps de tous les modules optiques d'un secteur.

Dans ce chapitre, on va présenter les résultats de cette calibration. On commencera par exposer les différentes étapes qui ont été nécessaires pour extraire des données l'information "temps d'arrivée du signal". On présentera ensuite les décalages temporels entre modules optiques que l'on a ainsi pu mesurer. Enfin on montrera la stabilité du système de calibration, qui est la garantie d'atteindre la précision voulue (0.5 ns) pour cette calibration. Dans une dernière partie, on montrera les résultats de la calibration réalisée sur la ligne secteur modifiée, après son opération en mer et sa récupération et on les comparera aux résultats précédents.

4.4.1 Description des données utilisées

4.4.1.1 Introduction au format des données

Lors des tests et de la calibration dans la salle noire, le mode de prise de données utilisé est celui qui génère des "SPE Time Slice", c'est-à-dire que l'on enregistre tous les événements provenant de toutes les ARS sans utiliser le "*Data Filter*". Un événement "pulse sur un OM enregistré par une de ses ARS" est appelé un "*spe_item*". Pour chaque *spe_item*, on dispose de 4 variables :

- un "*header*" : codé sur un octet, il contient des informations générales sur le *spe_item* comme par exemple l'identité du LCM et de l'ARS qui l'ont généré,
- le "*timestamp*" : codé sur 3 octets, c'est le temps d'arrivée du *spe_item*, mesuré par l'horloge du LCM, avec une précision de 25 ns,
- le "*tvç*" : codé sur un octet, c'est la précision sur le temps d'arrivée, entre deux coups d'horloge (précision théorique : $\frac{25 \text{ ns}}{255^1} \cdot \frac{1}{\sqrt{12}}$ cf. 4.4.2.2),
- la *charge* : codée sur un octet, elle va permettre de corriger les effets dus aux différences d'amplitudes des pulses (cf. 5.3.3).

4.4.1.2 Conditions de prises des données

Les données utilisées sont celles prises avec la ligne secteur, dans la salle noire, avant sa mise à l'eau puis après sa récupération. Les cinq étages étaient connectés, les LCMs étant refroidis, en cours de fonctionnement, pour être proche de la température de fonctionnement en mer.

1. dynamique de 255 pour une valeur codée sur 8 bits.

Différents *runs* ont été pris dans différentes conditions : on a pu changer, entre autres, le seuil de déclenchement des ARS, la haute tension sur les PMs et l'intensité du laser qui a été modifiée par l'ajout de filtres neutres à la sortie du laser.

4.4.2 Extraction des décalages en temps

4.4.2.1 Principe de base de l'analyse des données

Tous les OMs de la ligne secteur ont été illuminés simultanément, et l'on veut savoir à quel instant chacun des OMs a répondu à ce signal. En fait, chaque PM étant lu par deux ARS (cf. 2.3.3), on a donc 30 "canaux". L'analyse consiste tout d'abord à trouver les corrélations entre les données de deux ARS, à l'intérieur d'une fenêtre en temps de quelques centaines de nanosecondes. On choisit une ARS de référence et on fait, pour toutes les autres, la distribution des différences en temps : $t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$. Les décalages que l'on veut mesurer sont alors les moyennes des distributions gaussiennes ainsi obtenues. Cependant pour arriver à ce résultat, il faut auparavant calculer, à partir des données, les temps d'arrivée des *spe_item* et cela se fait en plusieurs étapes détaillées ci-après.

4.4.2.2 Calibration des TVCs

Pour chaque *spe_item*, la valeur de la variable notée *tvc* qui donne la précision sur le temps d'arrivée des hits entre deux coups d'horloge, provient des TVC : Time to Voltage Converter, qui sont dans les ARS. Comme expliqué en 2.3.3.2, un TVC produit en permanence des rampes de tension de période 50 ns et d'amplitude fixe (cf. figure 4.10). La valeur du TVC pour un *spe_item* correspond donc à une tension codée sur un octet, et cette tension correspond à un temps entre 0 et 50 ns. Comme le retour à la tension basse prend un temps non-nul, on utilise en alternance deux TVC (notés A et B sur la figure 4.10), pour éviter les temps morts.

Cependant la dynamique de la rampe n'est pas exactement la même pour tous les

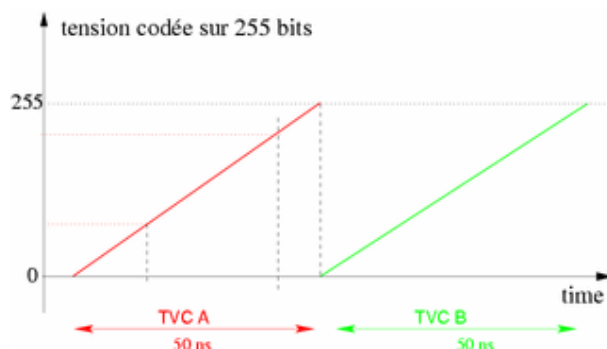


FIG. 4.10 – Principe de fonctionnement d'un TVC.

TVC, ce qui se traduit par une pente et une valeur à l'origine différentes d'un TVC à l'autre. Un étalonnage est donc nécessaire.

Lors d'une prise de données usuelle, le temps d'arrivée des photons est aléatoire et celui des *spe_items* n'est donc pas corrélé à l'horloge du détecteur, on s'attend alors à ce que toute la dynamique du TVC soit utilisée de manière équivalente. C'est bien le cas et on obtient donc une distribution plate des coups dans un TVC donné, comme on le voit sur la figure 4.11. Cette figure montre une distribution globalement uniforme mais avec de nombreux petits pics, ils sont dus aux non-linéarités des TVC.

A partir d'une telle distribution, on mesure la dynamique utile de chaque TVC

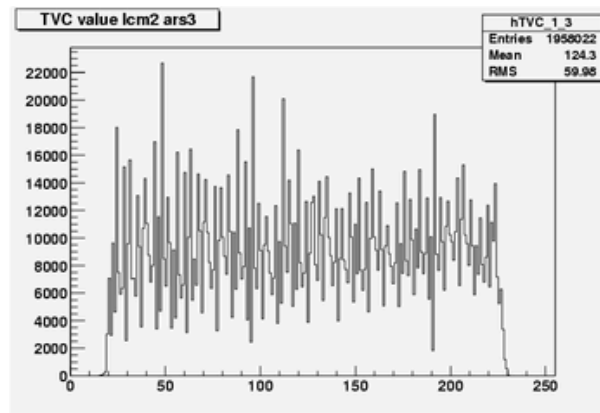


FIG. 4.11 – *Distribution des coups dans un TVC.*

et on peut déterminer, en le supposant, en première approximation, parfaitement linéaire, sa pente et sa valeur à l'origine. Ces paramètres sont enregistrés dans la base de données et sont utilisés pour convertir une "valeur TVC" en un temps.

Ce type de calibration est réalisée une première fois sur les circuits électroniques seuls, avant leur intégration. Comme les TVC sont sensibles à la température (30 ps/°C), on refait cette calibration une fois l'électronique intégrée (tests en salle noire) puis in situ car il est très difficile de garantir la même température de fonctionnement à la fois sur le banc de tests des ARS, dans la salle noire, et dans l'eau.

4.4.2.3 Effet du non-alignement de l'horloge et des TVCs

Dans le cas idéal, le TVC donne, avec précision, le temps d'arrivée du *spe_item* entre deux coups d'horloge (cf. figure 4.12, en haut). Mais en réalité, les rampes des TVC et les coups d'horloge ne sont pas parfaitement synchrones dans les ARS (comme montré sur le bas de la figure 4.12). Ceci entraîne un mauvais étiquetage temporel (mis-timestamping) des événements qui arrivent aux extrémités des rampes de TVC i.e. dans les zones appelées (a) et (c) sur la figure 4.12. Sur cette figure, on voit que les *spe_item* qui arrivent dans ces zones (a) et (c) ont un *timestamp* (nombre de coups d'horloge dans le registre 24 bits de l'ARS) trop grand d'une unité. Pour corriger cela, on sélectionne les *spe_item* qui arrivent dans ces zones. Ils remplissent une double condition : leur TVC est dans la "fin de la rampe" (TVC > 128) et l'hor-

loge est dans sa première demi-période (dernier bit = 0). Une fois sélectionnés, ces *spe_item* subissent une correction de leur *timestamp* (qui consiste à leur retrancher une unité).

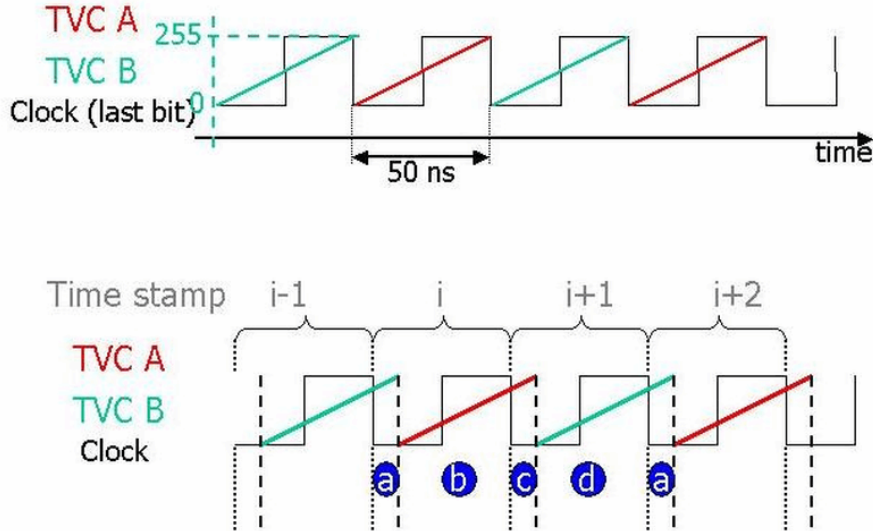


FIG. 4.12 – Pente des TVCs et timestamp de l'horloge, dans le cas idéal en haut, dans le cas réel en dessous.

4.4.3 Utilisation de la mesure des décalages induits par le signal horloge

Si l'on fait directement la distribution des $t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$ pour toutes les ARS de la ligne secteur on obtient la figure 4.13. Les différences en temps sont dominées par les différences de temps de parcours du signal d'horloge le long de la ligne, ce qui regroupe les courbes des ARS d'un même étage (LCM). Chaque paquet de courbe étant espacé d'environ 120 ns du suivant, ceci correspond à environ 25 mètres de fibre optique parcourus par le signal horloge entre deux étages. Ceux-ci ne sont pourtant séparés que de moins de 15 mètres, mais il y a à chaque étage, en entrée comme en sortie, des boucles de fibres pour pouvoir souder ces fibres à l'extérieur du conteneur avant de le fermer, au moment de l'intégration.

Pour chaque courbe, on remarque deux pics secondaires symétriques à environ ± 50 ns du pic principal. Ces pics secondaires sont dus aux événements "after pulse" (cf. Annexe 1 pour plus détails) lus par la deuxième ARS. En effet, pour chaque module optique, deux ARS se relayent pour lire les signaux du PM. Lorsque l'une est déclenchée par une impulsion qui passe le seuil en tension, elle intègre le signal pendant un temps fixe (réglable dans les paramètres des ARS, ici d'environ 50 ns), puis elle "passe le relais" à l'autre ARS qui peut alors à son tour être déclenchée par une impulsion du PM.

Lorsque l'impulsion qui déclenche une ARS est suivie d'after pulse qui commencent

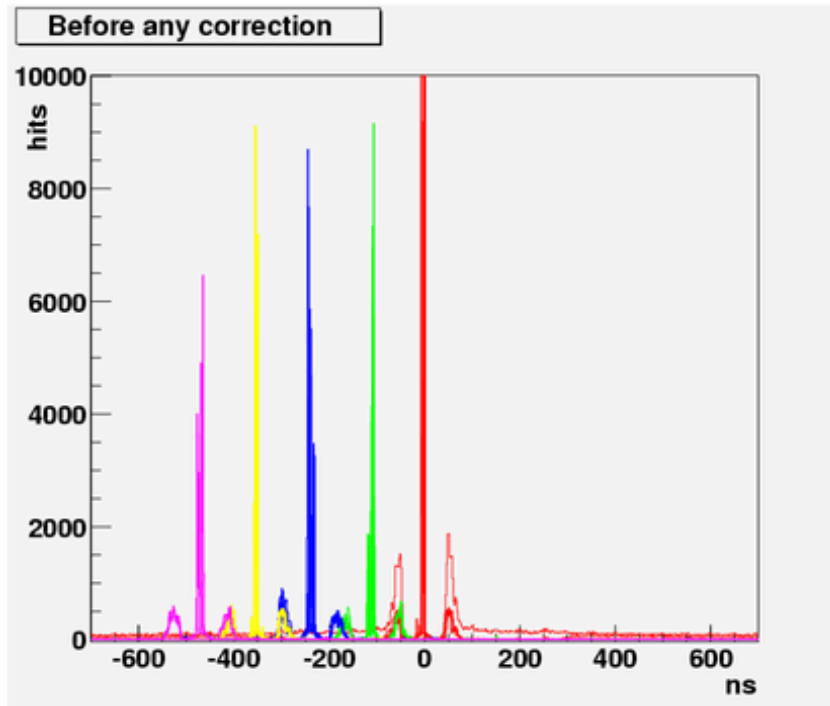


FIG. 4.13 – Histogrammes des $\Delta t_i = t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$ pour les 30 ARSs de la ligne secteur avant correction des retards du signal horloge, une couleur par LCM.

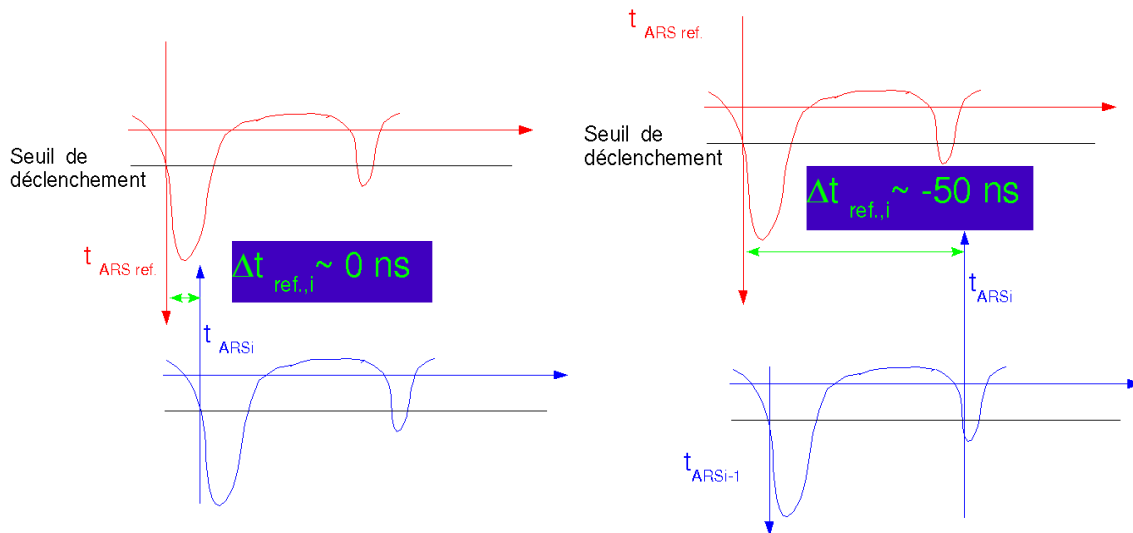


FIG. 4.14 – Un afterpulse déclenche la deuxième ARS dès qu'elle a la main, environ 50 ns après l'impulsion principale.

juste avant ou juste après que la première ARS passe le relais à la seconde, celle-ci se déclenche quasiment de suite. La combinaison de ces événements lus par une ARS et une impulsion “primaire” lue par l’ARS de référence donne le pic à ~ -50 ns et la combinaison inverse (l’ARS de référence lit un after pulse et l’ARS_i lit une

impulsion “primaire”) donne le pic à $\sim +50$ ns, ceci est illustré sur la figure ?? . Pour l’ARS qui lit le même OM que l’ARS de référence, seuls ces pics “secondaires” sont présents (une des courbes rouges sur la figure 4.13).

Les temps de parcours du signal horloge entre l’horloge à terre et les LCMs sont mesurés indépendamment du système de calibration laser(cf. 4.2.1), on peut donc utiliser ces mesures pour vérifier qu’une fois corrigés de ces temps de parcours du signal horloge, les décalages restants sont bien compatibles avec des différences de temps de transit des PMs. Théoriquement, il y a d’autres sources potentielles de décalages qui s’ajoutent aux différences de temps de transit des PMs, ce sont les différences de longueur de câble entre les OMs et les LCMs, ou encore des différences de temps de parcours du signal dans l’électronique de lecture, mais de par la conception du détecteur, on s’attend à ce que ces effets soient minimes.

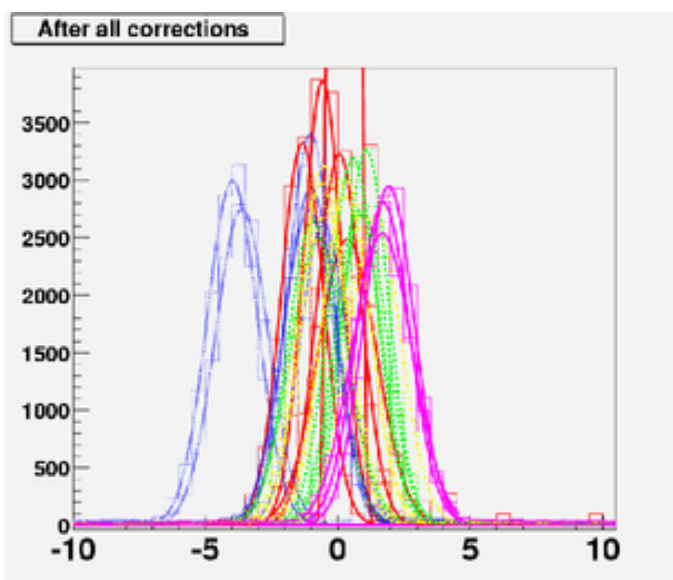


FIG. 4.15 – Histogrammes des $\Delta t_i = t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$ pour les 30 ARS de la ligne secteur après correction des différences de temps de parcours du signal horloge entre deux étages, une couleur par LCM.

La figure 4.15 et le tableau 4.1 montrent ces décalages corrigés du temps de parcours du signal horloge pour les 30 ARS de la ligne secteur. Ils sont effectivement assez faibles pour la plupart des ARS (moyennes des distributions entre -2 et 2 ns) sauf deux : il s’agit des deux ARS qui lisent le troisième OM du LCM 3. Le fait que les deux ARS d’un même OM montre le même décalage semble indiquer que ce décalage est bien dû au temps de transit de ce PM, qui doit être légèrement différent des autres. Les autres mesures semblent distribuées aléatoirement et assez symétriquement autour de zéro ce qui confirme que les décalages restants correspondent aux différences de temps de transit des PMs ou des longueurs de câble (lorsque les deux ARS d’un OM présentent le même décalage) ou à des effets fins de l’électronique. C’est justement pour détecter ce type de décalages que l’on ne se contente pas des

LCM	ARS	mean (ns)	σ (ns)
1	0	-0.55098	1.3469
1	1	0.239552	1.42709
1	2	-1.03633	1.32476
1	3	-1.76062	1.35814
1	4	0.0605487	1.64358
1	5	-0.35801	1.39861
2	0	0.593274	1.43554
2	1	0.882341	1.39075
2	2	0	0
2	3	-0.924208	1.54204
2	4	0.362404	1.39643
2	5	0.241283	1.4143
3	0	-0.881718	1.31962
3	1	-1.34019	1.33459
3	2	0	0
3	3	-2.04912	1.32412
3	4	-4.60379	1.35237
3	5	-5.02101	1.33139

LCM	ARS	mean (ns)	σ (ns)
4	0	0	0
4	1	0	0
4	2	-0.0355044	1.39889
4	3	1.01369	1.46992
4	4	-1.50098	1.4211
4	5	-0.94105	1.37462
5	0	1.90759	1.45603
5	1	0	0
5	2	0.860396	1.455
5	3	1.05262	1.37888
5	4	1.58748	1.57698
5	5	1.28235	1.48645

TAB. 4.1 – Moyennes et σ des gaussiennes ajustées sur les distributions des $\Delta t_i = t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$ pour les 30 ARSs de la ligne secteur après correction des différences de temps de parcours du signal horloge entre deux étages.

mesures par l’horloge. La mesure faite par l’horloge permet d’aligner en temps les LCMs (plus précisément les cartes horloge des LCMs), la calibration réalisée dans la salle noire va permettre d’aligner en temps les OMs.

4.4.4 Premiers résultats

Les ARS Les mesures expliquées précédemment ont été effectuées pour étalonner en temps la ligne secteur, c’est-à-dire aligner en temps ses 30 ARS. De manière arbitraire, on choisit comme ARS de référence l’ARS 0 du LCM 4.

On appelle “mesures des décalages” les moyennes des gaussiennes ajustées sur les distributions des $\Delta t_i = t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$, on les note $\overline{\Delta t_i} = \langle t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i} \rangle$. Sur la figure 4.16, on présente les décalages en nanosecondes, mesurés entre les ARS_i et celle de référence (soit $\overline{\Delta t_i}$ en fonction de i) pour différents *runs* pris en salle noire, après correction des décalages dûs à l’horloge. Pour une présentation horizontale de l’alignement, on a codé le numéro d’identification des 30 ARS entre 100 et 600 par $i = LCM_{id.} \cdot 100 + ARS_{id.} \cdot 15$, où $LCM_{id.}$ varie de 1 à 5 (5 LCMs dans la ligne secteur) et $ARS_{id.}$ de 0 à 5 (6 ARS par triplet de modules optiques).

Sur cette figure, il n’y a pas de point pour les ARS 0 et 1 du LCM 4 (400 et 415). En effet, l’ARS 0 est la référence et l’ARS 1 relaye l’ARS 0 pour lire le même OM à tour de rôle, elle ne peut donc jamais “voir” la même impulsion. D’autre part, il

n’y a pas non plus de données pour l’ARS 1 du LCM 5 (515) car elle n’a pas fonctionné pendant ces tests en salle noire. Enfin, selon les runs, il arrive que certaines ARS n’aient pas fonctionné, elles sont alors ignorées. De plus, les ARS n’ayant pas fonctionné pour le run 687 (ARS 2 du LCM 2 et ARS 2 du LCM 3, 230 et 330) sont aussi ignorées pour les autres runs car le run 687 va servir de référence.

Les runs utilisés Tous les *runs* utilisés pour cette figure ont été pris dans les mêmes conditions : seuil de déclenchement des ARS : $ARS_{thres.} = 30$ et haute tension sur les PMs HV = nominale¹+60 V. En revanche, différentes intensités de laser ont été utilisées, ceci est pris en compte en appliquant déjà la correction sur l’effet de walk, qui sera décrite en 5.3.3 et 5.4.

On travaille ici avec un échantillon de données prises lors de 4 runs, ceci peut paraître peu au vu des presque 200 runs qui ont été pris avec la ligne secteur. Cependant, la majorité de ces runs étaient destinés à tester la ligne secteur pendant que celle-ci et les logiciels d’acquisition évoluaient. Ainsi une grande partie de ces runs ne contiennent pas de données de calibration laser. Ensuite, parmi les runs pris avec le laser, beaucoup l’ont été en faisant varier certains paramètres du détecteur (essentiellement des ARS) pour tester l’influence de ces paramètres sur les données. Pour la calibration elle-même on souhaite se placer dans des conditions pas trop éloignées des conditions “standards” et avec un maximum d’ARS fonctionnant, ceci réduit encore le nombre de runs utilisables. Enfin, pour pouvoir comparer les données de différents runs il faut que ceux-ci aient été pris dans des conditions similaires surtout lorsqu’il s’agit de tester la stabilité du système puisqu’on doit alors supposer que le détecteur n’a pas changé.

La précision de la mesure La précision obtenue sur les valeurs moyenne des $\overline{\Delta t_i} = \langle t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i} \rangle$ est améliorée si l’on choisit des *runs* à “haute” intensité laser, car un plus grand nombre de photons à chaque impulsion implique une meilleure statistique (cf. 5.4 pour plus de détails). Sur la figure 4.16, les barres d’erreurs statistiques sont bien présentes mais invisibles car trop petites. Précisons que cette précision obtenue sur UNE mesure d’UN décalage entre deux ARS n’est pas la précision du système de calibration, celle-ci (voir paragraphe suivant) est liée à la reproductibilité de cette mesure.

Les valeurs mesurées La figure 4.17 montre une projection du graphe précédent sur l’axe du temps. On voit donc la distribution des $\overline{\Delta t_i}$ pour toutes les ARS et pour tous les runs. On remarque à nouveau les quelques entrées autour de -5 ns, dues aux 2 ARS du deuxième OM du LCM 3. A part ces entrées, l’ensemble des décalages des ARS se trouvent entre -2 et $+2$ ns, ce qui correspond bien à l’ordre

1. la tension nominale est définie comme celle qui donne au PM un gain de 5.10^7 , la valeur de cette tension nominale est déterminée pour chaque PM, avant intégration.

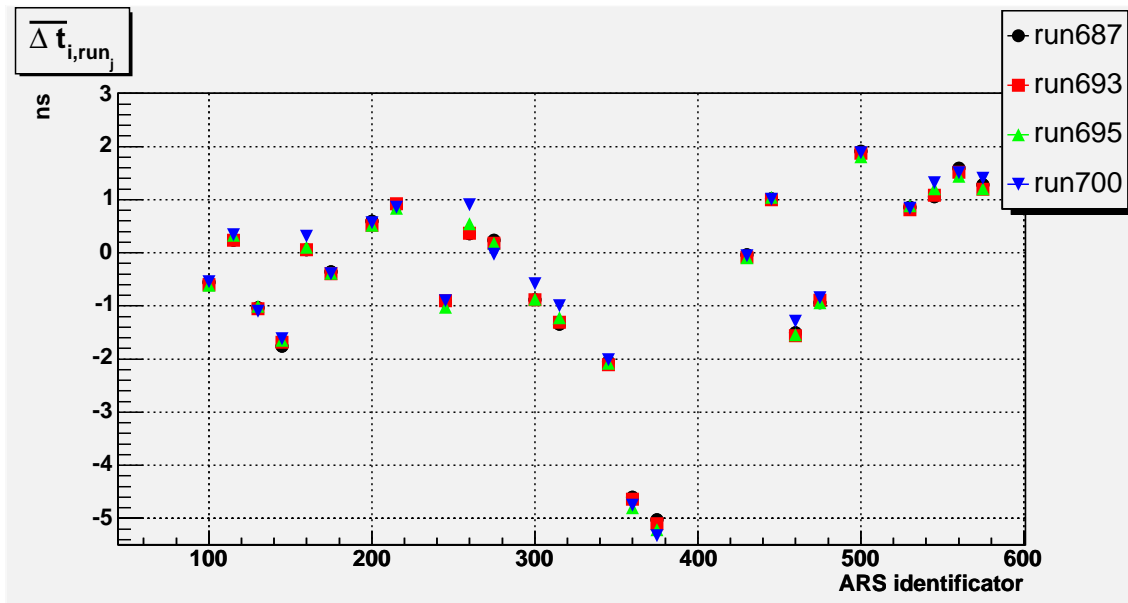


FIG. 4.16 – Valeurs des $\overline{\Delta t_i} = \langle t_{ref.} - t_i \rangle$ (après correction des décalages dus à l’horloge) en fonction du numéro d’identification de l’ARS pour les 30 ARS de la ligne secteur, pour des runs pris en salle noire dans des conditions similaires excepté l’intensité du laser.

de grandeur attendu pour ces décalages.

Les écarts en temps bruts (sans la correction avec la mesure horloge) sont sto-

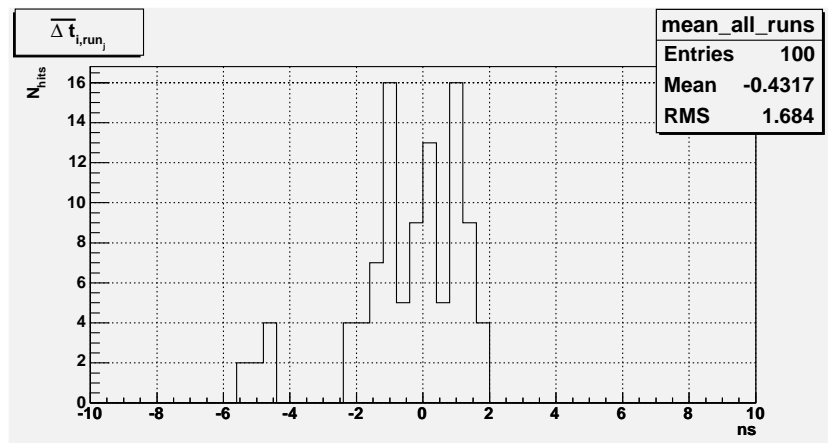


FIG. 4.17 – Distribution des $\overline{\Delta t_i} = \langle t_{ref.} - t_i \rangle$ des 30 ARS de la ligne secteur, pour les runs montrés sur la figure précédente.

ckés dans la base de données ANTARES. Ensuite, lors d’une analyse, une fonction permettra de corriger “en ligne” les temps d’arrivée des spe_item , en relisant ces paramètres dans la base de données.

Stabilité du système La figure 4.18 montre la dispersion des écarts des $\overline{\Delta t}$ des runs 693, 695, et 700 par rapport au run 687 : $\overline{\Delta t}_i(\text{run}_j) - \overline{\Delta t}_i(\text{run}_{687})$.

La variation du $\overline{\Delta t}_i$ d'une ARS d'un run à l'autre est très faible. Sur l'ensemble

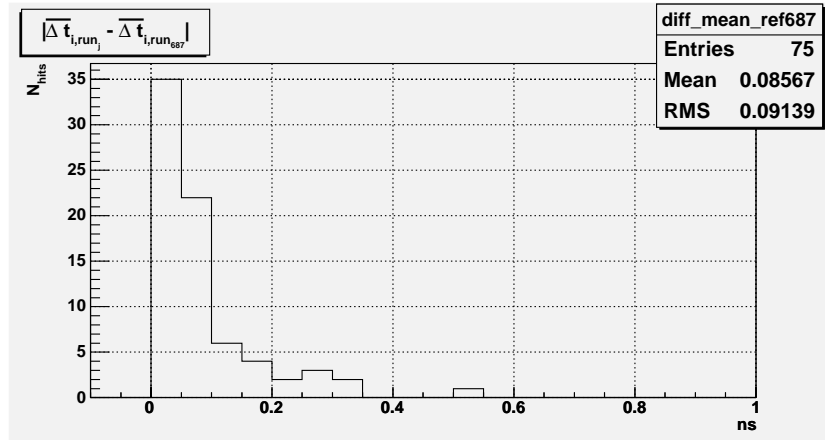


FIG. 4.18 – Distribution des valeurs absolues des $\overline{\Delta t}_i(\text{run}_j) - \overline{\Delta t}_i(\text{run}_{687})$ pour les 30 ARS de la ligne secteur.

des ARS et des runs (75 entrées dans l'histogramme de la figure 4.18), la grande majorité (67 entrées soit $\sim 90\%$) se trouve en dessous de 0.2 ns. Une seule valeur de $|\overline{\Delta t}_i(\text{run}_j) - \overline{\Delta t}_i(\text{run}_{687})|$ est tout juste supérieure à 0.5 ns.

Ceci montre la stabilité du système de calibration et assure que tous les secteurs, qui seront calibrés les uns à la suite des autres, le seront bien de manière identique, à 0.2 ns près.

C'est donc ce chiffre de 0.2 ns qui correspond à la précision obtenue sur la calibration relative en temps des modules optiques.

4.4.5 Analyse des données prises après la récupération de la ligne secteur

4.4.5.1 Spécificités de ces données

Lors de son opération en mer, la ligne secteur a subi certains dommages, qui nous ont amenés à la modifier avant de pouvoir la remettre en opération dans la salle noire. En ce qui concerne la calibration en temps, les changements importants sont d'une part, ceux qui modifient le trajet du signal horloge le long de la ligne, et d'autre part, ceux qui affectent les modules optiques.

En effet, la ligne a été coupée puis ré-assemblée en plusieurs points : au pied de la ligne pour faire des investigations optiques le long du câble et au niveau du LCM 3, qui a été enlevé. Les fibres optiques qui transportent le signal horloge ont donc été coupées puis ressoudées ce qui modifie le temps de parcours du signal. Ceci est pris en compte en refaisant une mesure de ce temps de parcours à l'aide du système de calibration de l'horloge comme expliqué en 4.4.3. On obtient alors un nouvel ensemble de 4 valeurs (une par LCM restant) à utiliser à la place des anciennes.

Concernant les modules optiques, le deuxième OM du LCM 2 a été démonté, sa base changée puis l'OM remonté, on peut donc s'attendre à de légers changements étant donnée la précision de la mesure. Enfin le dernier OM du LCM 2 a été enlevé.

4.4.5.2 Nouvel alignement des OMs

On peut reproduire exactement les mêmes types de graphes que précédemment avec les nouvelles données. Les runs de calibration en temps pris avec la ligne secteur modifiée portent les numéros 9332, 9336 et 9337. Sur la figure 4.19, on montre donc les $\overline{\Delta t_i}$ en fonction de i pour les ARS de la ligne secteur modifiée, pour les runs 9332, 9336 et 9337, toujours avec l'ARS 0 du LCM 4 (400) comme référence.

Comme précédemment, il n'y a pas de point pour les ARS 400, 415 (OM de référence), 515 (toujours absente), 230 et 330 (absentes du run 687 qui sert de référence et est utilisé pour la correction du walk). De plus, étant données les modifications apportées à la ligne secteur, maintenant, il manque aussi toutes les ARS du LCM 3 (3xx) et les deux ARS du dernier module optique du LCM 2 (260 et 275). On voit ensuite sur la figure 4.20, la distribution de ces $\overline{\Delta t_i}$. Maintenant, ils sont tous inférieurs à 2 ns en valeur absolue, l'OM qui était le plus décalé (~ -5 ns sur les figures 4.16 et 4.17) est absent puisqu'il était à l'étage 3, qui a été enlevé.

La figure 4.21 montre la dispersion des valeurs absolues des écarts des Δt des runs 9336 et 9337 par rapport au run 9332 ($|\overline{\Delta t_i}(\text{run}_j) - \overline{\Delta t_i}(\text{run}_{9332})|$).

On voit que la variation du $\overline{\Delta t_i}$ d'une ARS d'un run à l'autre est, à nouveau, très faible. Sur l'ensemble des ARS et des runs (38 entrées dans l'histogramme de la figure 4.21) seule une entrée est supérieure à 0.5 ns, et plus de 90% des entrées sont inférieures à 0.2 ns. La stabilité du système constatée sur les runs avant mise à l'eau est donc confirmée.

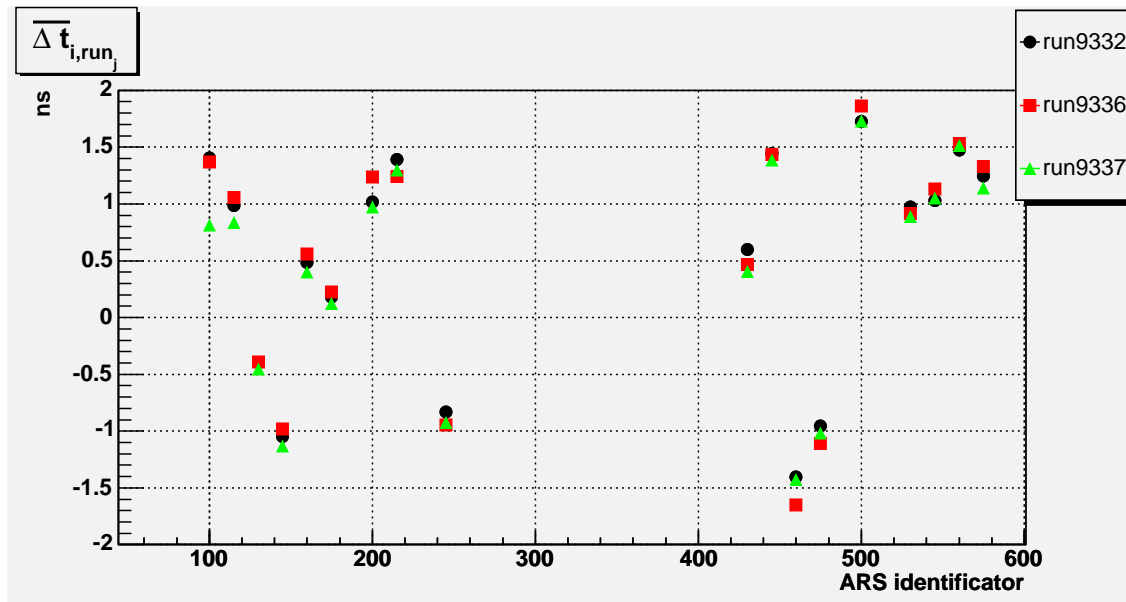


FIG. 4.19 – $\overline{\Delta t_i}$ des ARS de la ligne secteur modifiée, pour les runs 9332, 9336 et 9337, pris après la récupération de la ligne secteur.

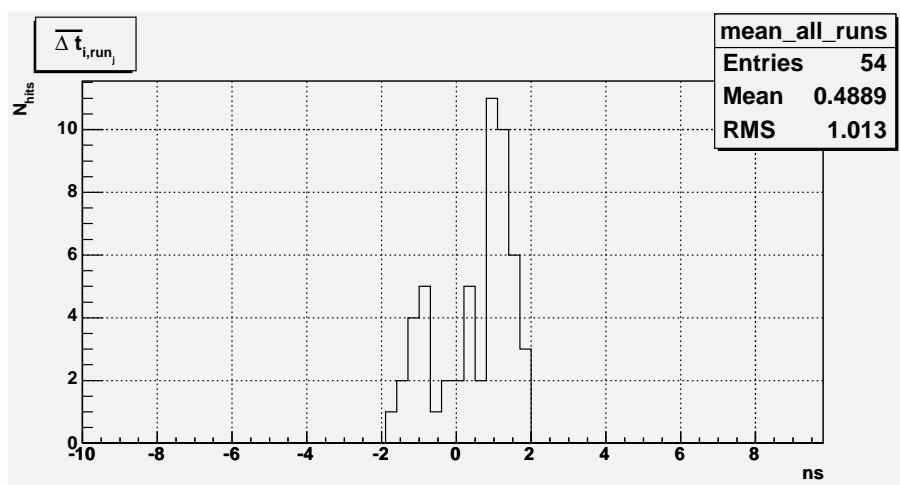


FIG. 4.20 – Distribution des $\overline{\Delta t_i} = \langle t_{ref.} - t_i \rangle$ des ARS de la ligne secteur modifiée, pour les 3 runs montrés sur la figure précédente.

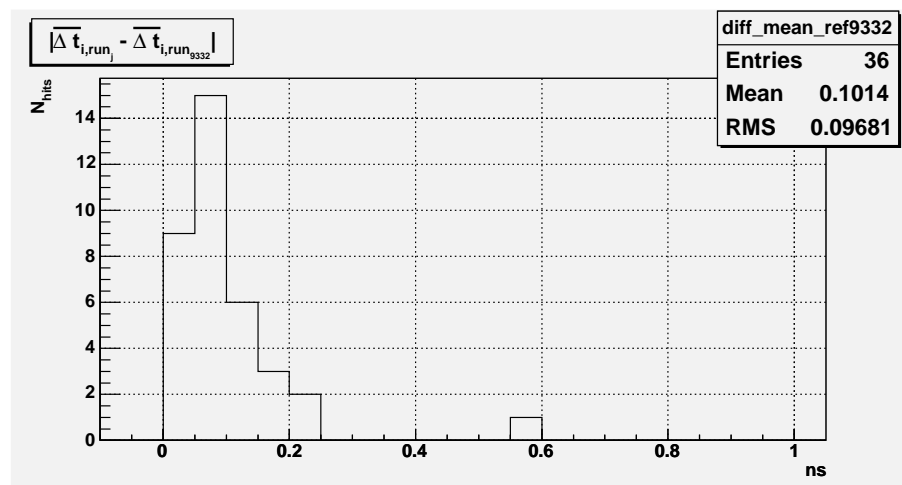


FIG. 4.21 – Distribution des $|\overline{\Delta t}_i(\text{run}_j) - \overline{\Delta t}_i(\text{run}_{9332})|$ pour les ARS de la ligne secteur modifiée.

4.4.5.3 Comparaison avec les données antérieures

Comme on est a priori capable de prendre en compte tous les changements effectués sur la ligne après sa récupération, on peut comparer les Δt obtenus avec les “nouveaux” runs à ceux obtenus avec les “anciens” runs.

Pour voir apparaître les éventuels écarts entre les runs avant déploiement et ceux après récupération et modification de la ligne on va soustraire les décalages constatés avant le déploiement, à ceux observés après, sur la ligne secteur modifiée. Ainsi on a représenté sur la figure 4.22 les $\overline{\Delta t}_i(\text{run}_j) - \overline{\Delta t}_i(\text{run}_{687})$ en fonction de i , pour les runs 9332, 9236 et 9337. On voit effectivement des écarts supérieurs à ceux constatés lors des comparaisons des runs avant déploiement d’une part et après récupération d’autre part. La figure 4.23 montre la distribution des valeurs absolues de ces écarts

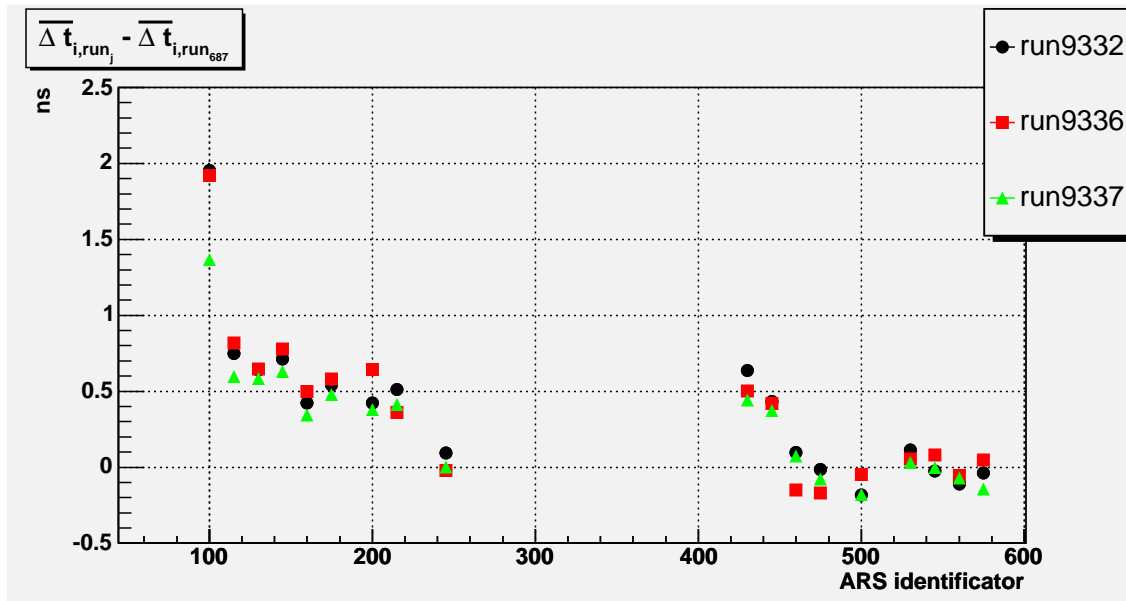


FIG. 4.22 – *Comparaison des calibrations ligne secteur/ligne secteur modifiée: $\overline{\Delta t}_i(\text{run}_j) - \overline{\Delta t}_i(\text{run}_{687})$ en fonction de i , pour les runs 9332, 9236 et 9337.*

au run 687. A part l’ARS 0 du LCM 1 qui semble être un cas particulier, et l’OM 2 du LCM2 qui a eu sa base changée, on distingue deux groupes d’ARS, un groupe montre des écarts autour de 0 ns (le LCM 5 et deux des trois OM du LCM 4), l’autre autour de 0.5 ns (le LCM 1, l’OM 1 du LCM 2 et l’OM 1 du LCM 4). Il est donc tentant de chercher une cause systématique à ces écarts de 0.5 ns. Cette distribution est difficilement explicable par un seul effet systématique. En particulier les modifications apportées à la ligne étaient en pied de ligne et au niveau du LCM 3, de plus ces modifications sont en théorie déjà prises en compte puisqu’on utilise les nouvelles valeurs de la calibration de l’horloge.

Il est possible en revanche, que ces écarts soient dûs à des effets thermiques: en effet on sait que l’électronique de lecture est assez sensible à la température (par exemple les TVC varient de 30 ps par degré Celsius [53, 54, 55]), ceci n’est pas gênant pour le

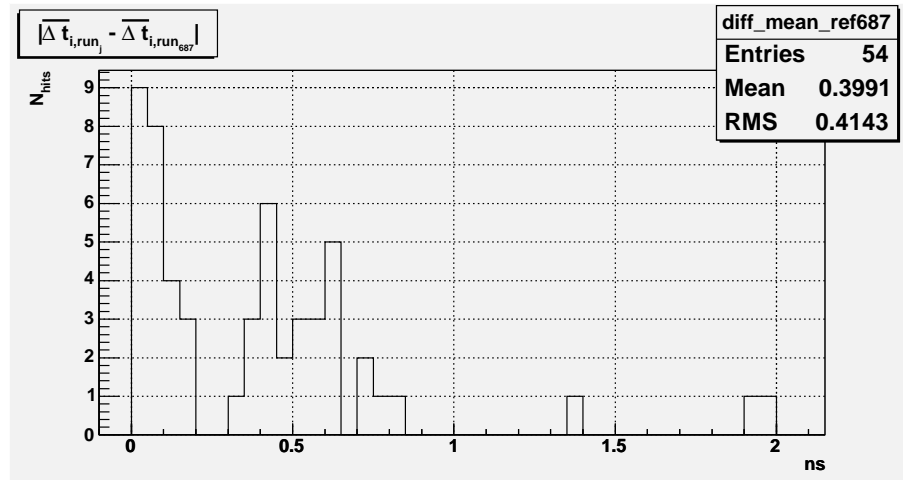


FIG. 4.23 – Comparaison des calibrations ligne secteur/ligne secteur modifiée : distribution des $|\overline{\Delta t_i}(\text{run}_j) - \overline{\Delta t_i}(\text{run}_{687})|$ pour les ARS de la ligne secteur modifiée.

fonctionnement du détecteur au fond de la mer puisque la température y est stable. Cependant, en salle noire on a utilisé un système de refroidissement à circulation d'eau pour maintenir les conteneurs électroniques à une température proche de celle en mer. Ce système a été changé pour les nouvelles prises de données, et est par moment tombé en panne. Comme de plus l'eau de refroidissement passe en série dans les circuits de refroidissement des étages, cela pourrait effectivement conduire à un effet quasi systématique le long de la ligne.

Dans le cas où seuls les TVC seraient en cause, on peut éliminer cet effet en les re-calibrant avec des données d'un nouveau run (cf. 4.4.2.2 pour la méthode de calibration des TVC). On a donc réalisé une nouvelle calibration des TVC et on a utilisé celle-ci pour recalculer les t_{ARS_i} , puis les $\overline{\Delta t_i}(\text{run}_j)$ et enfin les $\overline{\Delta t_i}(\text{run}_j) - \overline{\Delta t_i}(\text{run}_{687})$, qui sont montrés sur la figure 4.24.

Les résultats des écarts avant/après déploiement montrés en figure 4.24, sont sen-

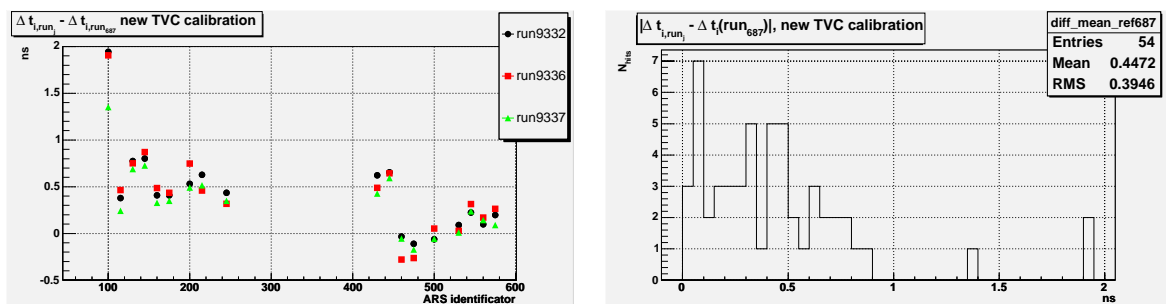


FIG. 4.24 – Comparaison des calibrations ligne secteur/ligne secteur modifiée : distribution des $\overline{\Delta t_i}(\text{run}_j) - \overline{\Delta t_i}(\text{run}_{687})$ pour les ARS de la ligne secteur modifiée, en utilisant une nouvelle calibration des TVC.

siblement identiques aux résultats précédents, ce qui indique que si la cause est thermique elle ne concerne pas que les TVC.

4.4.5.4 Conclusion sur les nouvelles données

L'utilisation du système laser de calibration à terre sur la ligne secteur modifiée après sa récupération a montré que le système était rapidement de nouveau opérationnel.

Les données de calibration en temps prises avec la ligne secteur modifiée ont confirmé la stabilité du système d'un run à l'autre.

Malgré les modifications de la ligne secteur, on a vu que ces changements pouvaient être pris en compte par la calibration interne de l'horloge ce qui permet de comparer les nouvelles données aux anciennes. Cette comparaison montre dans l'ensemble des différences faibles (0.5 ns) mais dont la cause pourrait être un changement de conditions thermiques. Ceci attire notre attention sur l'importance du paramètre température de l'électronique lors des tests et des calibrations en salle noire.

4.4.6 Conclusion et perspectives sur la calibration à terre

Le système de calibration à terre a été mis au point pour la ligne secteur. Il a servi à calibrer cette ligne prototype et a ainsi montré qu'il était fonctionnel et qu'il apportait la précision voulue pour cette calibration. En effet, nous avons vu qu'il a permis de mesurer des décalages de l'ordre de la nanoseconde entre deux canaux de lecture (deux ARS) ce qui correspond aux valeurs attendues pour des décalages dus aux différences de temps de transit des PMs.

La répétabilité des mesures montre que la précision que l'on obtient pour cette calibration relative des modules optiques est de 0.2 ns, meilleure donc, que les 0.5 ns requises.

Ainsi validé, ce système sera utilisé pour la calibration de toutes les lignes du détecteur, secteur par secteur. Il sera dupliqué pour être aussi installé sur le deuxième site d'intégration des lignes.

Pour la calibration de l'ensemble des lignes, il est nécessaire d'ajouter une référence externe commune pour tous les OMs, en particulier entre deux secteurs (qui ne seront pas en même temps dans la salle noire). La calibration ne se fera plus alors par rapport à une ARS de référence qui lit un PM dans la ligne mais par rapport à une ARS qui lit le signal délivré par la diode interne du laser. De même, il faudra inter-calibrer les deux systèmes de calibration utilisés sur les deux sites d'intégration.

4.5 Conclusion et perspectives sur la calibration du détecteur

La ligne secteur avait pour objectif de servir de "répétition générale" avant la construction des lignes du détecteur final. Concernant la calibration elle devait aussi

permettre de tester les différents systèmes mis en œuvre et de vérifier leur complémentarité.

Concernant la calibration interne de l'horloge et la calibration relative en salle noire, l'objectif a été pleinement atteint. Des mesures ont en effet été réalisées sur la ligne secteur avec chacun de ces systèmes. Elles sont cohérentes et montrent que la précision de la calibration est, pour ces deux systèmes, conforme à celle attendue i.e. mieux que 0.5 ns.

Concernant les balises LED et la balise laser, l'objectif n'est pas complètement atteint : une balise LED et une balise laser ont été construites et intégrées à la Mini Ligne d'Instrumentation (MIL) déployée avec la ligne secteur. Les deux balises ont passé avec succès tous les tests réalisés avant, pendant, et après l'intégration, malheureusement elles n'ont pas pu être testées en mer. En effet, les modules optiques ne prenant que des données en mode "Counting Rate Monitoring", on ne disposait que de taux de comptage moyens sur quelques millisecondes, mais pas de l'information précise sur les temps d'arrivée, ce qui excluait donc de pouvoir faire la calibration relative in situ. Cet objectif, ainsi que celui de comparaison avec la calibration à terre sont donc reportés à la nouvelle mise à l'eau de la ligne secteur et de la MIL prévue pour la fin de l'année 2004.

Chapitre 5

Étude de la résolution temporelle

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à différents aspects de la résolution en temps d'un module optique. Nous verrons dans un premier temps comment cette résolution en temps est liée aux mesures réalisées en salle noire avec le système de calibration laser. Ensuite nous détaillerons l'effet de "walk" qui affecte les mesures des temps d'arrivée d'impulsions telle que les impulsions des PMs. Nous décrirons une méthode de correction de cet effet de walk et l'effet de son application sur les données prises en salle noire. Nous nous intéresserons ensuite à l'influence de l'intensité du laser sur la résolution en temps des modules optiques. Enfin nous verrons comment mettre en évidence la variation du temps de transit des PMs avec la haute tension.

5.1 Quelques définitions

Les prises de données dans la salle noire sont les premières réalisées avec un secteur entièrement monté. C'est pourquoi, en plus de leur objectif premier qui est la calibration relative en temps des différents modules optiques (cf. 4.4.2), ces données ont aussi été utilisées pour vérifier la résolution temporelle du détecteur. Pour un OM, la résolution temporelle attendue est fonction du PM ainsi que de la chaîne électronique de lecture qui traite le signal de ce dernier. L'erreur sur la mesure du temps d'arrivée d'un photon est la somme quadratique de trois termes : le premier est lié à la dispersion du temps de transit du PM (σ_{TTS}) et au nombre moyen de photoélectrons (N_{pe}) dans chaque pulse du PM (cf. [51]), le deuxième terme $\sigma_{syst.calib.}$, correspond à l'incertitude sur le temps d'arrivée d'un photon sur l'OM due au système utilisé, enfin le troisième est lié à l'imprécision sur la mesure induite par l'électronique de lecture du signal PM $\sigma_{elec.}$:

$$\sigma_{t_{OM}}^2 = \frac{\sigma_{TTS}^2}{N_{pe}} + \frac{\sigma_{syst.calib.}^2}{N_{pe}} + \sigma_{elec.}^2 \quad (5.1)$$

où $\sigma_{t_{OM}}$ est l'incertitude sur la mesure du temps d'arrivée des photons sur un OM. La contribution de l'électronique a été simulée et mesurée (cf. [56]) et on retiendra une valeur maximum de $\sigma_{elec.} = 0.3ns$.

Cependant, le système utilisé dans la salle noire ne nous permet pas de faire une mesure du temps d'arrivée absolu t_{OM} , mais seulement une mesure du temps d'arrivée relatif entre deux OM: on mesure $\Delta t_{ij} = t_{OM_i} - t_{OM_j}$. Les incertitudes sur les temps d'arrivée sur chacun des OM s'ajoutent donc quadratiquement¹:

$$\sigma_{\Delta t_{ij}}^2 = \sigma_{t_{OM_i}}^2 + \sigma_{t_{OM_j}}^2. \quad (5.2)$$

Si, de plus, on suppose que les deux modules optiques apportent la même incertitude sur la mesure ($\sigma_{t_{OM_i}}^2 = \sigma_{t_{OM_j}}^2 \forall i \text{ et } j$), alors on obtient:

$$\sigma_{t_{OM_i}} = \sigma_{t_{OM_j}} = \frac{\sigma_{\Delta t_{ij}}}{\sqrt{2}} \quad (5.3)$$

Enfin, chaque OM étant lu par deux ARS à tour de rôle, il faut en fait considérer deux $\sigma_{t_{ARS}}$ différents par OM comme cela a été fait sur toutes les différences de temps d'arrivée montrées jusqu'à présent.

5.2 Comparaison avec les simulations

Certains phénomènes physiques intervenant dans l'équation 5.1 ont été simulés pour pouvoir évaluer précisément les performances du détecteur ANTARES avant sa construction. On peut s'appuyer sur ces études et simulation pour comparer leur résultats avec ceux obtenus avec les données de la ligne secteur.

Par exemple le temps de transit des PMs et sa dispersion ont été étudiés expérimentalement puis une modélisation a été mise au point pour simuler l'effet des PMs sur la mesure du temps d'arrivée des photons. Cette modélisation a conduit à considérer la distribution des temps d'arrivée enregistrés par un PM comme la somme d'une gaussienne et d'une fonction gamma :

$$N_{coups}(t) \propto e^{-\frac{t^2}{\sigma_{PM}^2}} + \left(\frac{t}{a}\right)^b \cdot e^{-\frac{t}{a}}$$

Les paramètres de cette fonction ont été ajustés pour correspondre aux mesures réalisées avec un PM nu [57]. Une distribution de 10000 tirs aléatoires suivant cette fonction est montrée en figure 5.1, les paramètres sont: $\sigma_{PM}=0.93$ ns, $a=1.56$ ns et $b=0.858$. La fonction $((\frac{t}{a})^b \cdot e^{-\frac{t}{a}})$ ajoutée à la gaussienne ($e^{-\frac{t^2}{\sigma_{PM}^2}}$), rend cette distribution des temps d'arrivée asymétrique et le paramètre σ_{PM} ne correspond qu'à la partie purement gaussienne de la distribution. Si on se base sur la largeur à mi-hauteur de cette distribution pour définir sa dispersion (le TTS) on obtient ici $TTS_{FWHM} = 2.7$ ns, ce qui donne, en approximation gaussienne, $\sigma_{TTS} = \frac{FWHM}{2.36} = 1.14$ ns

Ensuite pour pouvoir comparer cette simulation à nos mesures, il faut faire un tirage aléatoire de deux temps d'arrivée suivant cette distribution et les soustraire. Le résultat d'un tel tirage aléatoire de 100000 événements est montré en figure 5.2 .

La distribution des Δt est symétrique et la queue non-gaussienne a pour effet d'élar-

1. toutes ces sommes quadratiques d'incertitudes résultent de l'hypothèse implicite que les distributions considérées sont toutes gaussiennes.

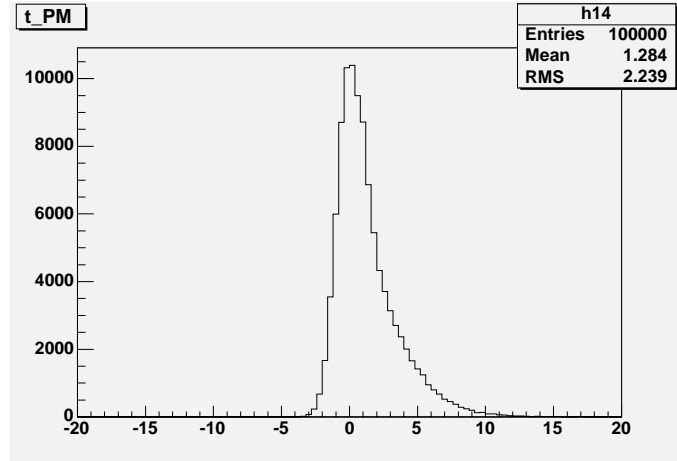


FIG. 5.1 – Simulation de la distribution des temps d'arrivée des photons sur un PM. En abscisse, le temps est en nanosecondes.

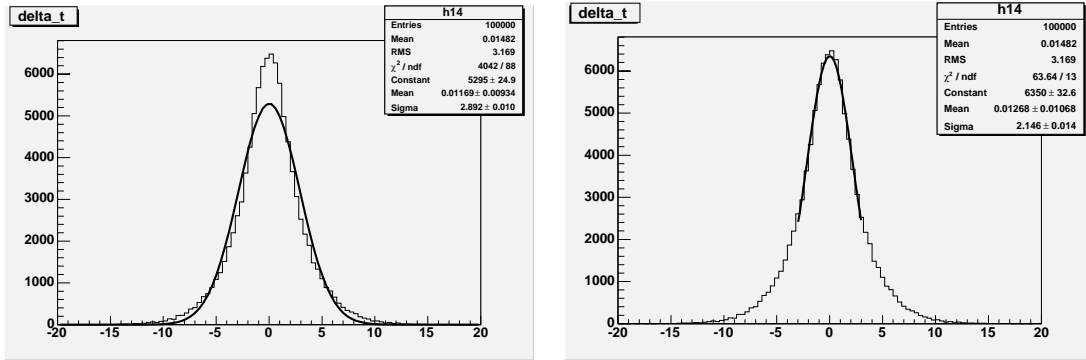


FIG. 5.2 – Simulation de distribution des différences des temps d'arrivée des photons sur deux OM, à gauche l'ajustement prend en compte toute la distribution, à droite l'ajustement par une gaussienne est fait sur la partie centrale uniquement ($-3ns, +3ns$).

gir la distribution, ce qui implique que si on ajuste maintenant une gaussienne seule sur cette distribution (complète) on obtient un paramètre $\sigma_{\Delta t} = 2.9$ ns bien supérieur au $\sigma_{\Delta t, purgaus.} = \sqrt{2} \cdot \sigma_{PM} = \sqrt{2} \cdot 1.14 = 1.6$ ns que l'on obtiendrait si la distribution des temps d'arrivée sur chaque PM était purement gaussienne (et la distribution des différences le serait alors aussi). L'influence de la queue non gaussienne est plus importante sur les ailes de la distribution des Δt car là elle intervient doublement (une fois pour chaque PM) ainsi, on montre sur la partie de droite de la figure 5.2 que le σ de la gaussienne ajustée est fortement réduit si l'on réalise l'ajustement uniquement sur la partie centrale de la distribution ($\sigma_{\Delta t, centre} = 2.15$ ns). On reste cependant toujours au dessus de $\sigma_{\Delta t, purgaus.} = 1.6$ ns puisque même dans la partie centrale la queue non gaussienne intervient une fois.

On peut maintenant comparer cette distribution de Δt simulée aux données prises en salle noire. On doit utiliser, pour cette comparaison, un run très basse inten-

sité laser pour être au niveau du photon unique. On choisit pour cela le run 697, pour lequel on avait fortement atténué le laser en plaçant plusieurs filtres de densité neutre (filtres gris) à sa sortie. La distribution des différences de temps d'arrivée entre l'ARS_{ref} (LCM 4 ARS 0) et une autre ARS (LCM 1 ARS 0) obtenue pour le run 697 est montrée en figure 5.3. Sur cette distribution, on a ajusté une gaussienne, dont le σ vaut 2.02. L'histogramme montré sur la même figure, à droite, montre les σ pour l'ensemble des ARS pour ce run. La valeur moyenne de cet histogramme donne un σ de 2.2 ns.

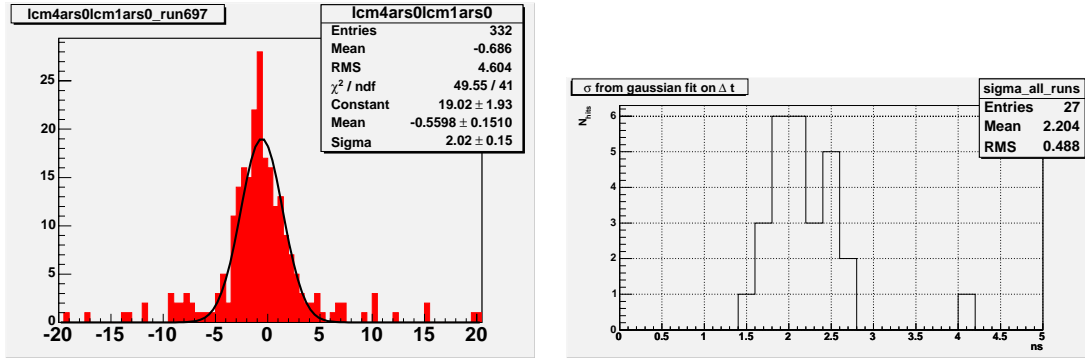


FIG. 5.3 – Distribution des différences des temps d'arrivée des photons sur deux OMs, les données ont été prises lors du run 697, avec une faible intensité laser. En abscisse, le temps est en nanosecondes.

Cette valeur moyenne de σ de 2.2 ns correspond bien à la simulation pour le PM seul. Il apparaît donc que les deux autres contributions $\frac{\sigma_{\text{yst.calib.}}^2}{N_{pe}}$ et $\sigma_{\text{elec.}}^2$ évoquées dans l'équation 5.1 sont nécessairement négligeables devant $\frac{\sigma_{TTS}^2}{N_{pe}}$, ce qui correspond à ce que l'on souhaitait pour ce système de calibration et l'électronique de lecture.

Un autre processus qui a fait l'objet d'études et de simulation est le traitement des signaux PM par l'ARS et en particulier, l'effet de “walk” qui est détaillé ci-après.

5.3 L'effet de walk

Dans cette partie, nous allons d'abord décrire ce qu'est l'effet dit “de walk”, et voir comment celui-ci a été simulé. Puis nous allons comparer les résultats des simulations avec ce que l'on observe sur les données prises avec la ligne secteur en salle noire. Ensuite, nous décrirons brièvement la calibration de la charge des impulsions qui sera utilisée ensuite pour la correction de l'effet de walk. Nous verrons ensuite la méthode employée pour corriger les temps d'arrivée mesurés de cet effet de walk. Enfin nous terminerons en montrant l'effet obtenu par cette correction.

5.3.1 Description de l'effet de walk

Présentation du problème L'effet de walk, illustré sur la figure 5.4, affecte tous les signaux de type impulsion discriminés par un seuil fixe. Dans notre cas, les impulsions provenant des PMs sont discriminées par l'ARS avec un seuil en tension fixe, en conséquence, les plus grosses impulsions sont enregistrées plus tôt que les plus petites qui ont en réalité le même temps d'arrivée. On rappelle que le temps d'arrivée "réel", qui a un sens pour la physique, est celui d'arrivée des photons sur la photocathode. Des analyses et simulations ont montré que ce temps "réel" est bien corrélé avec le temps à mi-hauteur ou le temps du maximum. En revanche, le temps de passage du seuil apporte une incertitude supplémentaire à cause de la dispersion des amplitudes des impulsions [15].

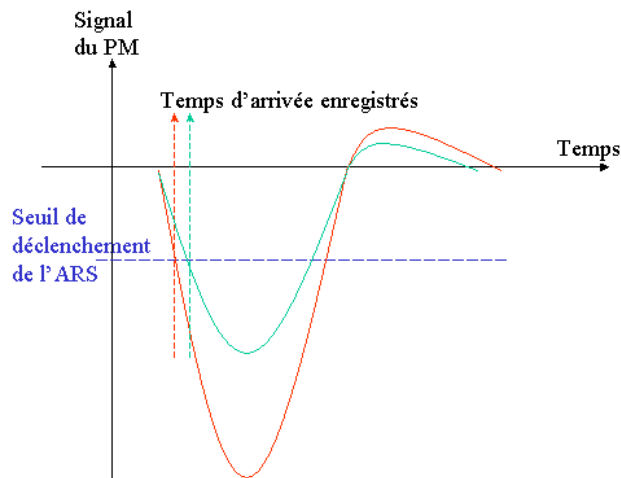


FIG. 5.4 – L'effet de "walk": deux impulsions d'amplitudes différentes ont des temps de passage du seuil en tension (ce qui est mesuré) différents alors que l'instant de leurs maxima respectifs (ce qui correspond au temps réel) est identique.

Simulation Ainsi, l'effet de walk se traduit par une corrélation entre la charge des impulsions et leur temps d'arrivée mesuré, alors que le temps de référence que l'on veut retrouver n'est lui, pas corrélé à la charge.

Cet effet avait été étudié pour l'inclure dans la simulation du détecteur [15]. Sur la figure 5.5, on présente le résultats de ces simulations. On voit la corrélation entre la charge d'une impulsion et la différence entre son temps de référence dans la simulation (temps à mi-hauteur) et le temps de passage du seuil en tension. Cette différence correspond donc à l'erreur en temps induite par l'effet de walk. On voit clairement que cette erreur est corrélée à la charge. Sur les points de la simulation, on voit en trait plein, un ajustement par une succession de polynômes pour différentes gammes de charge. Cette fonction polynomiale a été implémentée dans le code de

simulation des ARS pour simuler l'erreur qu'apporte l'effet de walk sur la mesure.

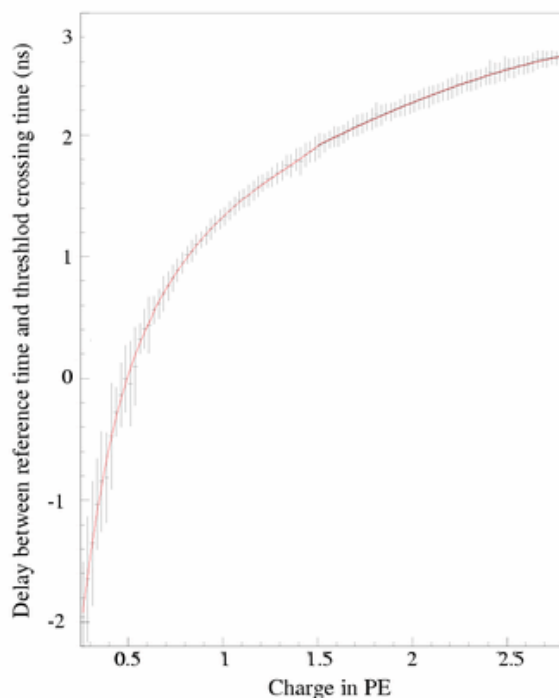


FIG. 5.5 – Ajustement par une succession de polynômes de la corrélation temps-charge des impulsions des PMs obtenue par simulation [15]. En abscisse la charge en photo-électrons, en ordonnée, la différence entre le temps de référence des impulsions dans la simulation (temps à mi-hauteur) et le temps de passage du seuil en tension.

Observation Cet effet a aussi été observé dans les données prises en salle noire pour lesquelles le temps de référence de l'impulsion choisi est le temps d'arrivée du signal sur une ARS de référence. Cette ARS induit aussi un effet de walk sur la mesure du temps d'arrivée. Pour le réduire on ne sélectionne que les impulsions ayant une grande charge sur ce PM de référence. La figure 5.6 montre ainsi la corrélation temps-charge, avec en abscisse la charge enregistrée dans l'ARS 0 du LCM 1 et en ordonnée la différence des temps d'arrivée enregistrés par cette même ARS et l'ARS de référence (ARS 0 du LCM 4).

On peut comparer cette figure 5.6 à celle montrant la simulation de cette corrélation temps-charge (figure 5.5), on retrouve bien la même forme globale, et le même ordre de grandeur de variation en temps (~ 5 ns sur l'ensemble des charges). Cette variation maximale observable correspond au temps de montée caractéristique des impulsions des PMs. En effet la variation maximale serait celle entre une impulsion qui passe tout juste le seuil en tension à son maximum et une impulsion de pente quasi infinie (de temps de montée quasi nul), ceci est illustré sur la figure 5.7.

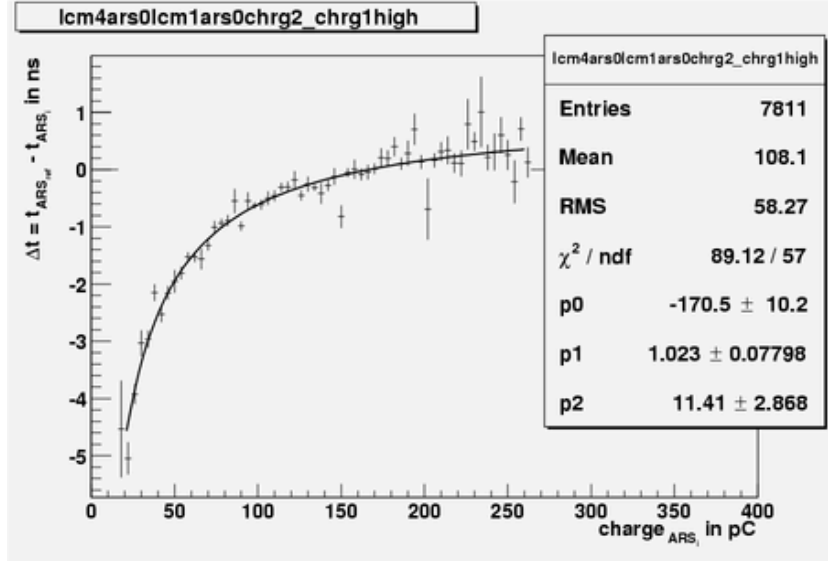


FIG. 5.6 – Corrélation temps-charge des impulsions des PMs dans les données prises en salle noire. En abscisse la charge enregistrée dans l’ARS 0 du LCM 1, en pC, en ordonnée la différence des temps d’arrivée enregistrés par cette même ARS et l’ARS de référence (ARS 0 du LCM 4).

Nécessité d’une correction On a vu que l’amplitude de cette variation du temps d’arrivée (et donc de l’erreur maximale commise sur sa mesure) est de l’ordre de 5 ns. Ceci implique la nécessité de corriger les temps d’arrivée enregistrés pour atteindre la précision nécessaire à une bonne reconstruction des traces Tchénkov. Rappelons que l’incertitude maximale a été fixée à 0.5 ns pour tous les effets “maîtrisables” afin qu’ils soient négligeables devant les contributions irréductibles comme la dispersion du temps de transit des PMs et la dispersion chromatique de la lumière se propageant dans l’eau.

Les données délivrées par les ARS ne contiennent que le temps de passage du seuil et la charge de chaque impulsion. La correction de l’effet de walk aura donc pour but de retrouver un temps de référence de l’impulsion à partir de ces deux informations.

5.3.2 Calibration de la charge

L’information sur la charge d’un *SPE* se trouve codée, dans les données, sous forme d’un nombre entier, numéro du canal d’un ADC. Un étalonnage est donc nécessaire pour obtenir la charge en pC (puis éventuellement ensuite en nombre de photoélectrons). Pour la ligne secteur, cette calibration a été réalisée sur chaque ARS, avant l’intégration, en envoyant directement sur l’entrée des ARS des signaux similaires à des impulsions de PM mais de charges connues.

Le résultat de cette calibration est, pour chaque ARS, une courbe $\text{canal}_{ADC} =$

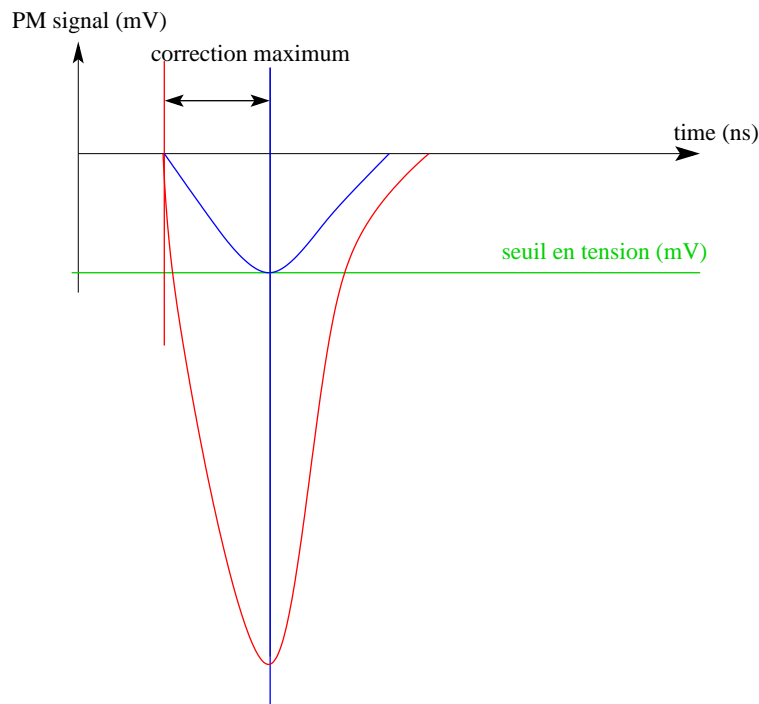


FIG. 5.7 – *Effet maximal de l'effet de walk: cas extrêmes d'une impulsion atteignant tout juste le seuil à son maximum et d'une impulsion d'amplitude "infinie" (de front de montée verticale).*

$f(\text{charge})$. Cette courbe n'est pas tout à fait linéaire, on peut lui ajuster une parabole jusqu'à une certaine valeur au-delà de laquelle il y a saturation. Cette valeur de saturation varie, selon les ARS, entre 150 et 200 pC, ce qui correspond à environ 15 photoélectrons (pour des PMs à haute tension nominale). Pour chaque ARS on a donc, dans la base de données, 5 paramètres : les trois paramètres de la parabole plus le point et la valeur de saturation.

Ce sont ensuite les charges calibrées en pC que l'on peut utiliser pour des analyses ou des corrections comme la correction de l'effet de walk.

5.3.3 Correction de l'effet de walk

Le principe de cette correction est de quantifier le décalage en temps dû au walk pour des impulsions de charges différentes, et de soustraire ensuite systématiquement ce décalage à toutes les impulsions enregistrées, en tenant compte de leur charge. En utilisant les données prises en illuminant les OMs avec le laser réglé à une intensité moyenne (run 687), on couvre toute la dynamique utile en charge pour étalonner la corrélation temps-charge.

Pour chaque ARS, on trace $t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$ en fonction de la charge comme déjà montré sur la figure 5.6. On ajuste ensuite sur cette courbe une fonction de type

fraction polynomiale:

$$\frac{p_0 + p_1 \cdot charge}{p_2 + charge}$$

Les paramètres des ajustements réalisés pour chaque ARS_i sont ensuite utilisés pour retrancher à tout temps d'arrivée d'un spe_item l'effet de walk, estimé à partir de sa charge.

En fait, l'effet de walk affecte aussi bien les impulsions enregistrées par l' $ARS_{ref.}$ que celles enregistrées par l' ARS_i . On doit donc apporter une correction à $t_{ARS_{ref.}}$ et une autre à t_{ARS_i} . On procède donc en deux temps :

- Pour déterminer la correction sur t_{ARS_i} , on sélectionne des impulsions de grande charge provenant de $ARS_{ref.}$, ce qui minimise l'effet de walk sur l' $ARS_{ref.}$ (la courbe montrée sur la figure 5.6 suit quasiment une asymptote plate aux grandes charges), et on réalise l'ajustement décrit précédemment.
- Ensuite on utilise les temps d'arrivée corrigés des ARS_i pour réaliser l'ajustement sur la courbe $t_{ARS_{ref.}} - t_{ARS_i}$ en fonction de la charge des impulsions enregistrées par l' $ARS_{ref.}$. Cet ajustement, montré sur la figure 5.8, permet de corriger l'effet de walk sur l' $ARS_{ref.}$.

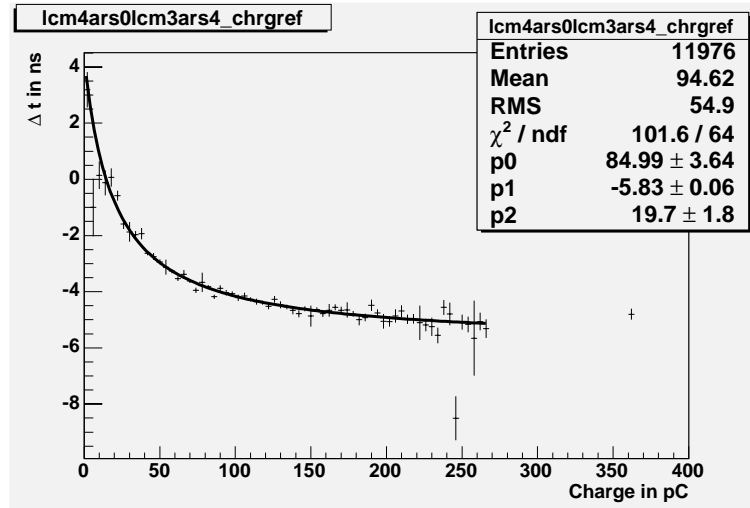


FIG. 5.8 – Corrélation temps-charge de l' $ARS_{ref.}$.

5.3.4 Effet de la correction de l'effet de walk

Amélioration de la résolution L'objectif de cette correction est de réduire la dispersion des temps d'arrivée des photons. Cet effet est visible sur les largeurs des distributions des Δt comme on peut le voir sur la figure 5.9.

Sur la figure 5.10, on a représenté les largeurs des gaussiennes ($\sigma_{gaus}(\Delta t)$) pour toutes les ARS des 5 LCMs pour les cas avec et sans la correction de l'effet de

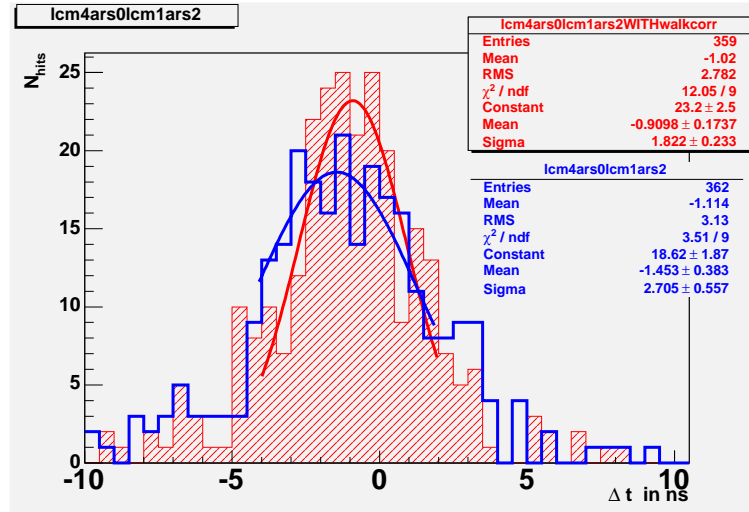


FIG. 5.9 – Influence de la correction de l'effet de walk sur la largeur de la distribution de $\Delta t = t_{ARS_{ref}} - t_{LCM_1ARS_2}$. Histogramme hachuré avec la correction de l'effet de walk, histogramme en trait épais sans.

walk pour un run avec une très faible intensité de laser (run 695). On voit que ces résolutions sont systématiquement meilleures lorsque l'on fait cette correction. En moyenne l'amélioration sur $\sigma_{gaus.}(\Delta t)$ est de 0.2 ns.

On rappelle que la résolution en temps d'un module optique vaut $\sigma_{t_{OM}} = \frac{\sigma_{gaus.}(\Delta t)}{\sqrt{2}}$, ainsi l'amélioration due à la correction de l'effet de walk sur la résolution en temps des modules optiques est de 0.14 ns.

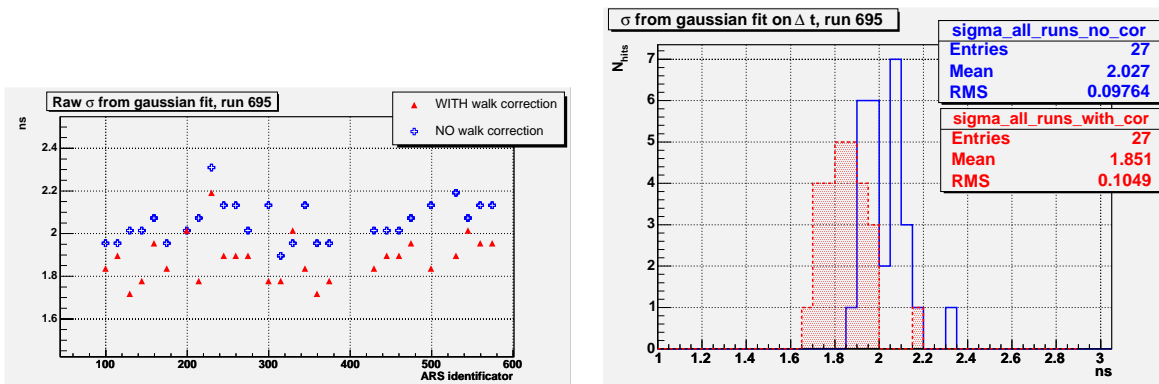


FIG. 5.10 – Résolution en temps des ARS de la ligne secteur, run très basse intensité laser (695) avec (histogramme plein) et sans la correction de l'effet de walk.

Comparaison de runs d'intensités laser différentes Outre son effet sur la résolution, la correction de l'effet de walk peut entraîner une modification de la

moyenne des différences des temps d'arrivée, pour les runs où l'intensité du laser est très faible. En effet, dans ces cas, une grande majorité des impulsions est de charge assez faible, et leur temps d'arrivée est donc corrigé en étant ramené à celui d'impulsions plus grandes. On s'attend donc à ce que les runs de faible intensité laser présentent, par rapport aux runs à haute intensité, un faible décalage négatif des moyennes des Δt , qui soit effacé par la correction de l'effet de walk.

Sur la figure 5.11, on montre l'influence de la correction de l'effet de walk sur la

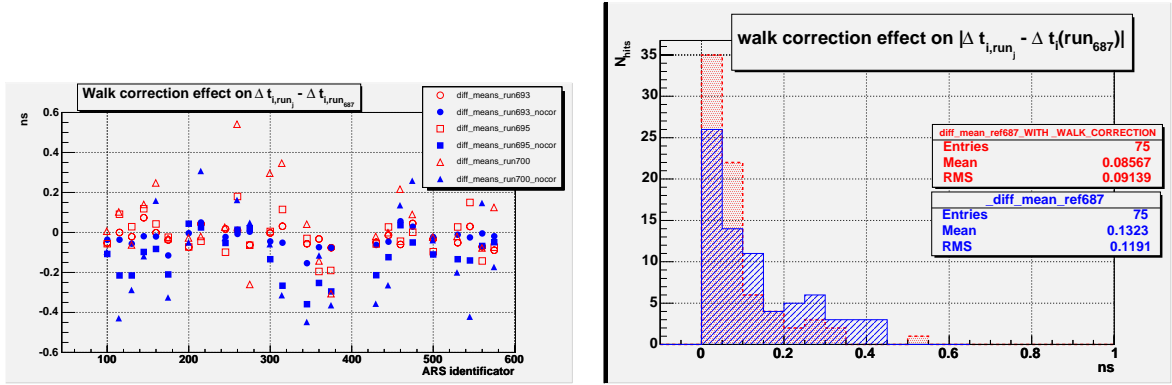


FIG. 5.11 – $\Delta t_i(run_j) - \Delta t_i(run_{687})$ avec (en rouge pointillé / symbols vides rouges) et sans (en trait plein bleu / symbols pleins bleus) la correction de l'effet de walk.

dispersion des Δt entre runs d'intensité laser différentes. La figure 5.11 présente en effet les $\Delta t_i(run_j) - \Delta t_i(run_{687})$ pour chaque ARS (à gauche) et la distribution de leurs valeurs absolues (à droite) obtenue avec et sans la correction de l'effet de walk.

Le graphe de gauche montre que les écarts entre le run de référence et les trois autres run, d'intensité plus faible, sont effectivement en grande majorité négatifs (points pleins bleus), ce qui n'est pas le cas une fois que l'on applique la correction de l'effet de walk (points vides rouges).

L'histogramme de droite montre que la dispersion entre runs est effectivement réduite par cette correction. Rappelons que la stabilité du système de calibration qui garantit la précision de la calibration qui sera réalisée sur l'ensemble du détecteur a été évaluée dans la partie 4.4.4 en appliquant cette correction de l'effet de walk. De plus cette correction permet aussi d'utiliser, pour la calibration en salle noire, un éclairage qui n'est pas au niveau du photon unique alors qu' à terme le détecteur fonctionnera essentiellement à ce niveau là.

5.3.5 Conclusion sur l'effet de walk

On a vu que l'effet de walk était une source inévitable d'incertitude sur les temps d'arrivée des impulsions dès lors qu'on utilise des discriminateurs avec un seuil fixe. L'amplitude de cet effet a été quantifiée et peut atteindre jusqu'à ~ 5 ns entre deux impulsions de charges extrêmes. Une méthode de correction a été mise au point et testée sur les données prises en salle noire avec la ligne secteur. L'effet

de cette correction a été estimé en comparant les résolutions obtenues avec et sans la correction. En moyenne, la correction de l'effet de walk permet de réduire de 0.2 ns l'écart type des gaussiennes ajustées sur les distributions de différences de temps d'arrivée entre deux ARS. Ceci correspond à une amélioration de 0.14 ns sur la résolution en temps des modules optiques.

L'effet de walk influe aussi légèrement sur la moyenne des distributions des Δt , cette correction permet donc de comparer des runs d'intensité laser (et donc de charge moyenne des impulsions) différentes. Cette correction assure ainsi que la calibration faite avec un niveau d'éclairage supérieur au simple photon sera quand même valide pour corriger les données prises en mer (au niveau du photon unique).

5.4 Variation de la résolution en fonction de l'intensité du laser

Présentation de l'effet de l'intensité du laser sur la résolution L'utilisation de filtres à densité neutre en sortie du laser, nous a permis de faire des runs en éclairant les OMs avec des intensités lumineuses différentes. Ceci dans le but de quantifier l'influence de l'intensité du laser sur la résolution en temps. Les *runs* 687, 693, 695, 697 et 700 ont été pris dans les mêmes conditions mais en ajoutant des filtres au fur et à mesure jusqu'au run 697 qui est celui de plus faible intensité, puis un filtre a été retiré pour le run 700. La figure 5.12 montre la résolution des 30 ARS de la ligne secteur pour ces 5 *runs* ainsi que pour le *run* 681 qui est celui pris avec la plus forte intensité du laser (aucun filtre).

La variation de la résolution en temps avec l'intensité du laser s'explique par l'ef-

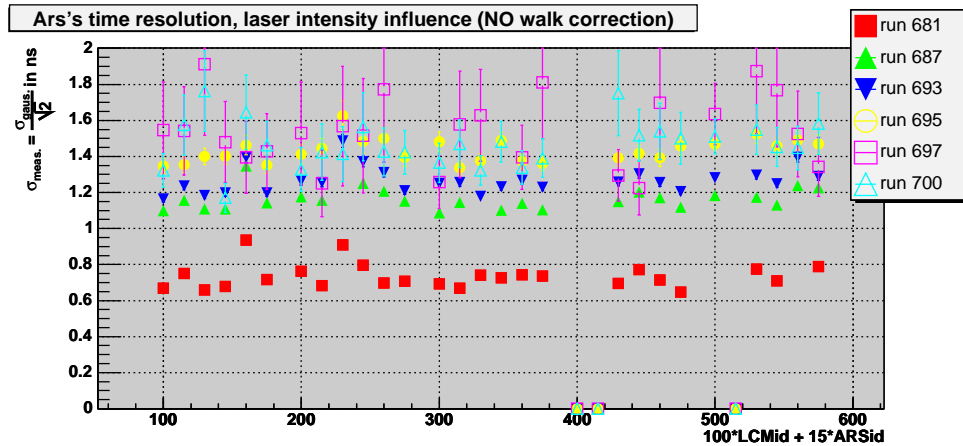


FIG. 5.12 – Résolution en temps de toutes les ARSs, pour des runs avec des intensités de laser variées, sans correction du walk.

fet vu avec l'équation 5.1: lorsqu'on augmente l'intensité du laser on augmente le nombre moyen de photoélectrons qui arrivent sur un PM à chaque impulsion (N_{pe}), diminuant ainsi très fortement la contribution "optique" (les deux premiers termes de 5.1) de l'incertitude sur la mesure du temps d'arrivée des photons.

Choix des variables Pour quantifier les variations d'intensité du laser d'un run à l'autre, on peut s'intéresser à la charge moyenne enregistrée pour les hits laser par les ARS (en coïncidence avec l'ARS de référence) lors d'un run. Comme on l'a vu précédemment, chaque ARS a été calibrée en charge. On dispose donc pour chaque run et pour chaque ARS, d'un spectre en charge en pC comme celui montré en figure 5.13. De ces spectres on peut extraire une charge moyenne pour chaque ARS et chaque run.

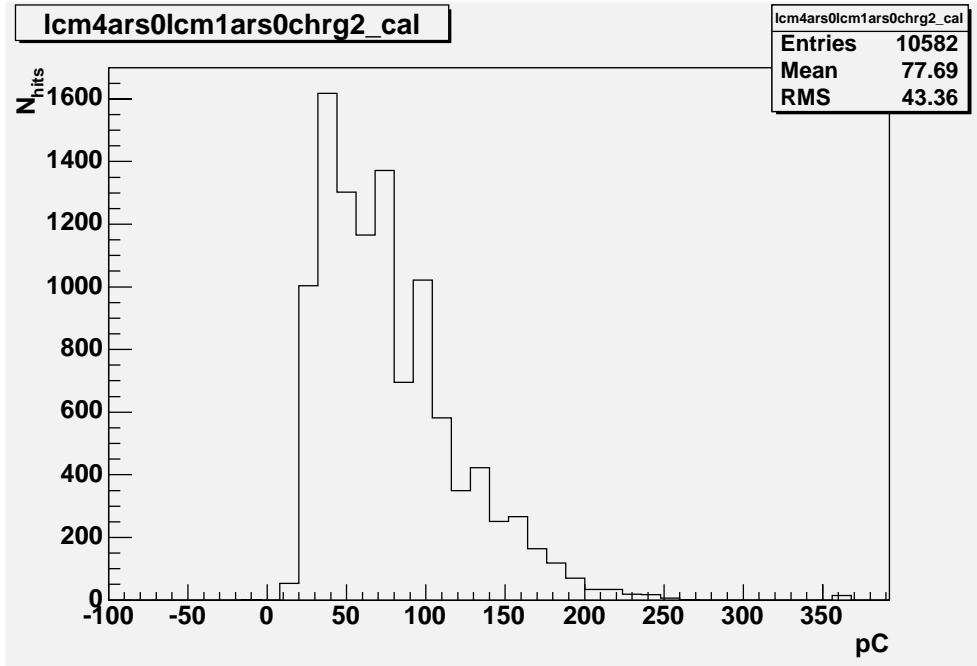


FIG. 5.13 – Exemple d'un spectre en charge calibré en pC, run 693 (faible intensité laser, tensions nominales), ARS0 LCM1 (en coïncidence avec l'ARS ref.). Les sous structures du spectre sont dues aux non-linéarités de l'ADC qui numérise la charge dans l'ARS.

D'autre part, d'après l'équation 5.1 la résolution en temps est liée à l'intensité du laser par le biais du nombre moyen de photoélectrons dans une impulsion. On peut donc estimer le nombre moyen de photoélectrons enregistrés à chaque impulsion par une ARS en utilisant la mesure de la résolution en temps de cette ARS:

$$\sigma_{OM}^2 = \frac{\sigma_{TTS}^2 + \sigma_{syst.calib.}^2}{N_{pe}} + \sigma_{elec.}^2 \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow N_{pe} = \frac{\sigma_{TTS}^2 + \sigma_{syst.calib.}^2}{\sigma_{OM}^2 - \sigma_{elec.}^2} \quad (5.5)$$

Estimation de la relation attendue On peut ensuite comparer le nombre de photoélectrons ainsi estimé à la charge moyenne enregistrée par une ARS, et cela pour les runs pris avec des intensités laser variées. Sur la figure 5.14, on montre la charge moyenne en fonction du nombre moyen de photoélectrons, celui-ci étant estimé à partir de la résolution en temps, suivant l'équation 5.5 en prenant $\sigma_{TTS} = 1.5 \text{ ns}$ $\sigma_{syst.calib.} \sim 0 \text{ ns}$ (négligeable devant σ_{TTS}), et $\sigma_{elec.} = 0.34 \text{ ns}$.

On s'attend à ce que la charge moyenne soit proportionnelle au nombre moyen de photoélectrons par impulsion. En effet, les ARS enregistrent la charge des signaux des PMs, ces signaux provenant d'un courant formé par les électrons qui sortent de

l'étage d'amplification.

La charge intégrée d'une impulsion de PM est donc donnée par la relation : $charge = N_e^- \cdot q_e^-$ où N_e^- est le nombre d'électrons, de charge q_e^- , en sortie de l'étage d'amplification. Ce nombre est directement proportionnel au nombre d'électrons à l'entrée de cet étage d'amplification (nombre de photoélectrons), le facteur entre ces deux nombres étant le gain du PM ($N_e^- = N_{pe} \cdot G$). On a donc

$$charge = N_{pe} \cdot G \cdot q_e^-$$

Les tensions nominales définies pour chaque PM, sont, par définition, les tensions qui assurent à l'étage d'amplification un gain de $G_{nom} = 5 \cdot 10^7$.

La charge attendue, dans ces conditions, pour un signal PM issu d'un seul photon (signal dit "photoélectron unique", 1pe) est donc

$$charge_{1pe} = q_e^- \cdot G_{nom}$$

soit

$$charge_{1pe} = 1.6 \cdot 10^{-19} C \times 5 \cdot 10^7$$

c'est-à-dire

$$charge_{1pe} = 8pC$$

C'est donc ce facteur de 8 pC/pe que l'on attend entre la charge et le nombre de photoélectrons pour des runs pris avec les hautes tensions nominales. Comme les runs utilisés ont été pris avec 60 V en plus sur toutes les hautes tensions, le gain est légèrement supérieur au gain nominal. On peut estimer ce gain grâce aux courbes gain-haute tension réalisées pour chaque PM, ces courbes correspondent à des variations du type $\ln(G/10^8) = -10 + 0.007HV$. En moyenne une augmentation de 60 V entraîne un facteur 1.5 sur le gain. Ceci donne donc un facteur de $G \cdot q_e^- = 1.5 \times 5 \cdot 10^7 \times 1.6 \cdot 10^{-19} = 12$ pC par photoélectron.

Résultats La figure 5.15 présente à nouveau la charge moyenne des différentes ARS pour les différents runs en fonction du nombre estimé de photoélectrons. Dans cette figure, les points ont été regroupés et moyennés par bin de 0.2 pe en abscisse, et on a inclut dans les barres d'erreurs la dispersion en charge pour un N_{pe} donné que l'on observe sur la figure 5.14.

Un ajustement linéaire de ces points conduit à une valeur à l'origine de 20 pC et une pente de 25 pC par photoélectron. Ces paramètres sont assez éloignés de ce qu'on attendait : valeur à l'origine nulle et pente de l'ordre de 12 pC par photoélectron. De plus, l'ajustement linéaire ne semble pas bien reproduire la forme de l'ensemble des données. Il semble que notre analyse ne soit pas assez précise, en particulier au niveau des détails de l'intégration de la charge dans l'ARS, et qu'on ne puisse pas relier aussi simplement la charge moyenne au nombre de photoélectron moyen estimé à partir de la résolution. A titre d'essai, on montre en figure 5.16, le résultat d'autres ajustements sur cette courbe.

A gauche, toujours un ajustement linéaire mais uniquement sur la partie 1.5-3 pe.

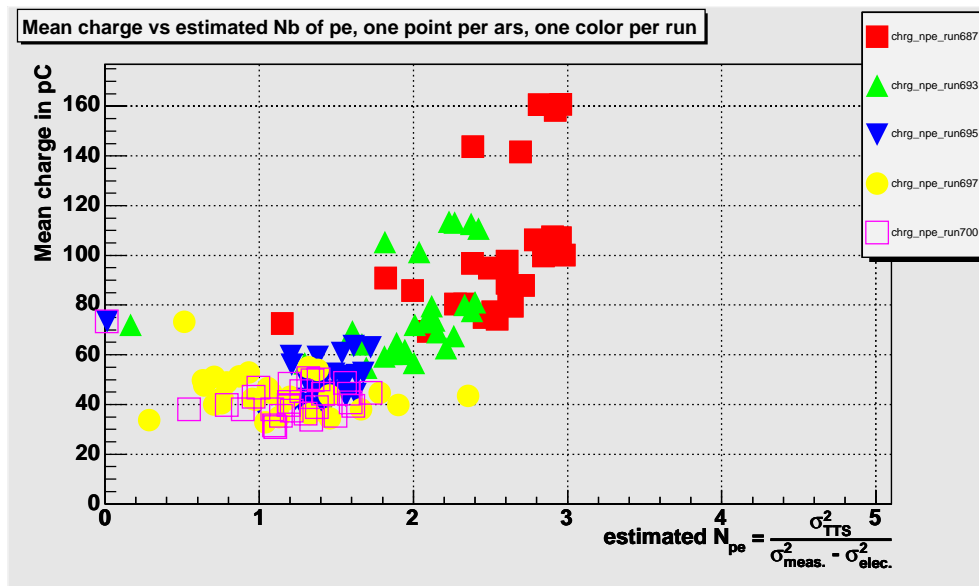


FIG. 5.14 – Charge moyenne en fonction du nombre de photoélectron estimé à partir de la résolution en temps, un point par ARS, une couleur par run, 5 runs d'intensités laser différentes.

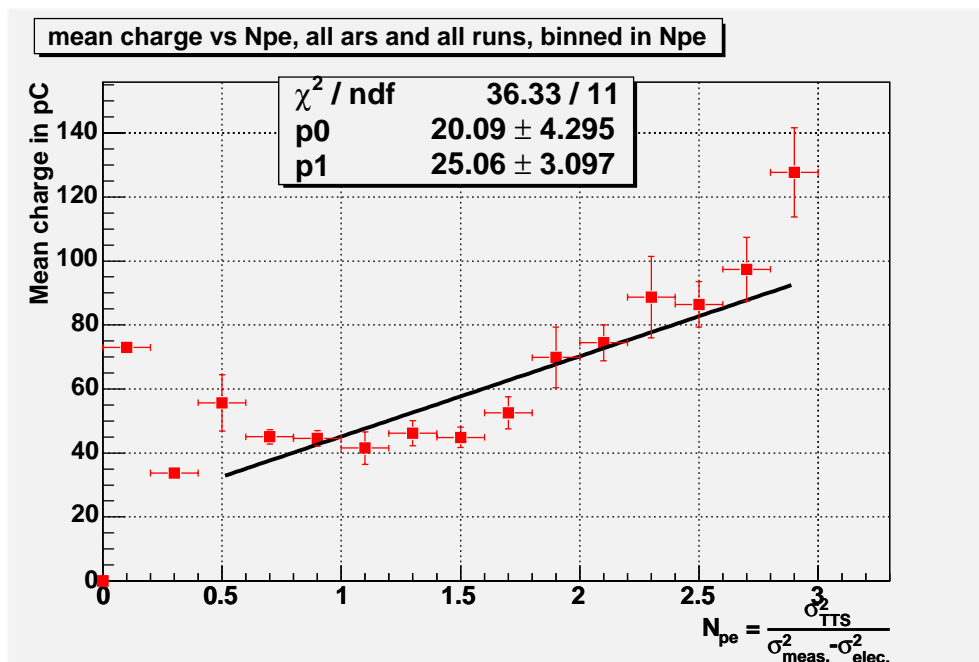


FIG. 5.15 – Charge moyenne en fonction du nombre de photoélectron estimé à partir de la résolution en temps, un point par bin de 0.2 pe, ajustement par une droite.

La valeur à l'origine et la pente sont nettement différents des paramètres obtenus en ajustant la droite sur l'ensemble des points, et cette fois l'accord entre l'ajustement et les données est bien meilleur (mais les paramètres sont encore plus éloignés des valeurs attendues : valeur à l'origine de 28 pe et pente de 48 pC par pe). Il semble donc que pour pouvoir considérer une relation linéaire entre nos deux quantités il faille aussi considérer plusieurs "régimes", dont le régime linéaire ne commençant qu'au dessus de 1.5 pe.

A droite un ajustement par un polynôme du second degré sur l'ensemble de la courbe. A nouveau l'accord entre l'ajustement et les données est bien meilleur, mais l'interprétation devient difficile, une relation du second ordre entre charge moyenne mesurée et nombre moyen de photoélectrons pourrait traduire les non-linéarités de l'ADC non corrigées par la calibration de la charge.

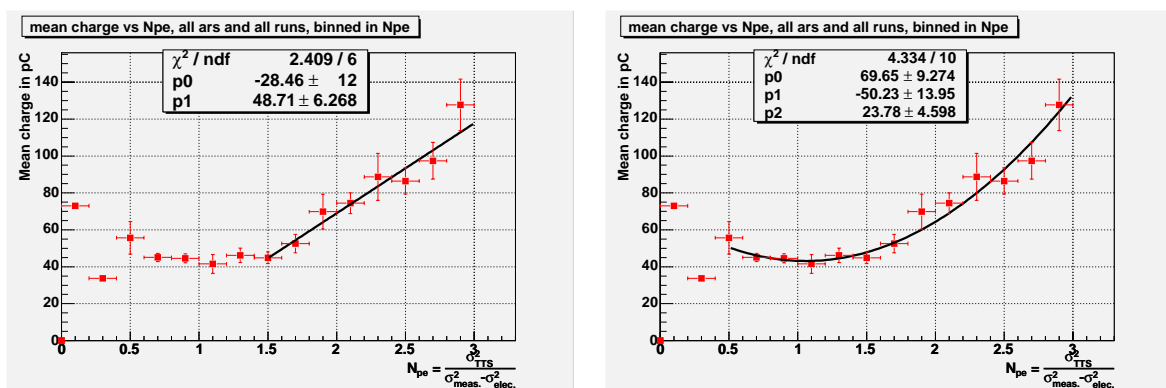


FIG. 5.16 – Charge moyenne en fonction du nombre de photoélectron estimé à partir de la résolution en temps. A gauche, ajustement par une droite sur la partie 1.5-3 pe, à droite ajustement par un polynôme d'ordre 2.

Conclusion On a vu qu'il a y clairement une influence de l'intensité du laser sur la résolution obtenue. Pour quantifier l'intensité du laser on peut utiliser comme variable la charge moyenne enregistrée par chaque ARS au cours d'un run. D'autre part le lien entre la résolution et cette intensité du laser vient du nombre de photoélectron moyen dans chaque impulsion vue par un PM. Ces deux variables montrent clairement une corrélation, mais elle n'est cependant pas linéaire comme on pouvait s'y attendre avec une analyse simple mais plutôt du second degré, ce qui pourrait s'expliquer par les non-linéarités de l'électronique qui intègre et numérise la charge.

5.5 Étude de la variation du temps de transit en fonction des hautes tensions

Lors des prises de données dans la salle noire après la récupération de la ligne, nous avons également pu faire certains tests, au cours desquels nous avons pris des runs en changeant la haute tension de tous les PMs (tension nominale + X Volts) sauf pour le PM qui sert de référence. L'effet attendu est un décalage des différences des temps d'arrivée (Δt) dû à la diminution du temps de transit dans les PMs qui ont une haute tension plus élevée. En effet, les électrons étant plus accélérés par une tension plus forte, le temps de transit de ces PMs se trouve raccourci alors que ce n'est pas le cas pour le PM de référence.

5.5.1 Évaluation de l'effet attendu

La tension que l'on modifie ici est la tension d'amplification, entre la première et la dernière dynode. Pour avoir une estimation de l'effet attendu on cherche à calculer le temps de transit des électrons dans la partie amplificatrice du PM, puis sa variation en fonction de la tension d'amplification.

La tension d'amplification totale est répartie sur les 14 dynodes par un jeu de résistances, et les différences de potentiel entre deux dynodes successives ne sont pas identiques pour les 14 dynodes [58]. On peut cependant considérer le trajet d'un électron accéléré entre deux dynodes successives par une différence de potentiel "moyenne" ($\frac{HV_{totale}}{n}$) et multiplier ensuite ce trajet n fois ($n=13$, nombre d'intervalles entre deux dynodes). Si l'on note d la distance entre deux dynodes successives (de l'ordre de 1 cm), le mouvement d'un électron entre deux dynodes est décrit par :

$$f = m_{e^-} \cdot \ddot{x} = q_{e^-} \cdot E = q_{e^-} \cdot \frac{HV}{d}$$

donc, par intégration entre les deux dynodes :

$$d = \frac{q_{e^-} \cdot \frac{HV}{n}}{2 \cdot m_{e^-} \cdot d} \cdot t_{e^-}^2$$

soit

$$t_{e^-} = d \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m_{e^-}}{q_{e^-}}} \cdot \sqrt{\frac{n}{HV}}$$

et au total

$$t_{e^- \text{-} ampl.} = n \cdot t_{e^-}$$

soit

$$t_{e^- \text{-} ampl.} = n^{\frac{3}{2}} \cdot d \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m_{e^-}}{q_{e^-}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{HV}}$$

ce qui donne, avec $d = 0.7 \text{ cm}$ [52], $n = 13$ et $HV = 1200 \text{ V}$ ($HV_{nom.}$)

$$t_{e^- \text{-} nom.} = 32.3 \text{ ns}$$

Cependant les mesures de Δt ne nous donnent accès qu'à des variations de temps de transit :

$$(\Delta t_{e^-})_{HV_{nom.}+XXV} = n^{\frac{3}{2}} \cdot d \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m_{e^-}}{q_{e^-}}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{HV_{nom}}} - \frac{1}{\sqrt{HV_{nom}+XXV}} \right)$$

On obtient alors, avec $HV_{nom.} = 1200 \text{ V}$ et $\Delta HV = 60 \text{ V}$:

$$(\Delta t_{e^-})_{HV_{nom.}+60V} = 7.7768 \cdot 10^{-10} \text{ s} \simeq 0.8 \text{ ns}$$

puis pour $\Delta HV = 120 \text{ V}$ et 180 V :

$$(\Delta t_{e^-})_{HV_{nom.}+120V} = 1.50171 \cdot 10^{-9} \text{ s} \simeq 1.5 \text{ ns}$$

et

$$(\Delta t_{e^-})_{HV_{nom.}+180V} = 2.178 \cdot 10^{-9} \text{ s} \simeq 2.2 \text{ ns}$$

On peut ensuite comparer ces estimations aux résultats obtenus avec les données prises en salle noire.

5.5.2 Analyse des données prises en salle noire

Trois runs ont été pris avec les hautes tensions augmentées de +60 (run 9333), +120 (run 9334) et +180 Volts (run 9335). Trois autres runs servent de référence, ils ont été pris soit avec les hautes tensions nominales (runs 9332 et 9337), soit avec les hautes tensions nominales + 60 V mais sur tous les PMs y compris celui de référence (run 9336). Dans ce dernier cas, tous les temps de transit des PMs sont modifiés, y compris celui du PM de référence, ce qui ramène les Δt à leurs valeurs "standard". Les moyennes des différences des temps d'arrivée pour toutes les ARS et pour ces 6 runs sont représentées sur la figure 5.17. Rappelons que ces runs ont été pris avec la ligne secteur modifiée, après sa récupération, c'est pourquoi il n'y a pas de données pour le LCM 3 (ARS numérotées 300 à 400)

La figure 5.18 montre une projection des différences entre les runs constatées sur la figure 5.17. On voit plus clairement que ces différences sont assez loin des valeurs attendues et ceci s'explique par l'effet important de l'effet de walk dans ces cas.

5.5.3 Effet de la correction de l'effet de walk

Quand la tension d'amplification est augmentée, les impulsions en sortie du PM sont plus grandes, l'effet de walk a donc tendance à faire arriver les impulsions plus tôt sur les PMs avec $HV = \text{nom} + XX \text{ V}$ que sur le PM de référence. Ceci se traduit par une augmentation "artificielle" des Δt qui disparaît avec la correction de l'effet de walk, comme on le voit en comparant la figure 5.19 à la figure 5.17.

Sur la figure 5.20, on voit à nouveau une projection des différences de temps de transit, où cette fois, les différences sont assez proches des valeurs attendues :

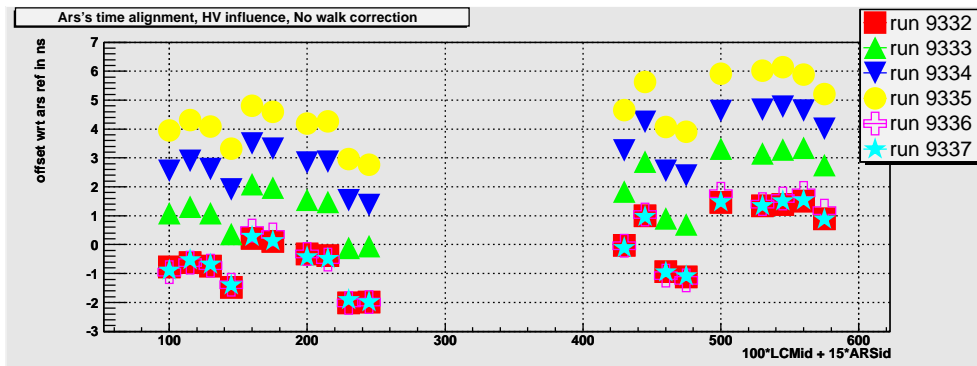


FIG. 5.17 – Δt pour différentes hautes tensions sur les PMs, le PM_{ref} garde sa tension nominale, la correction de l'effet de walk n'est pas appliquée. $HT = nom. +60 V$ (run 9333), $+120 V$ (run 9334) et $+180 V$ Volts (run 9335). NB: ces runs ont été pris avec la ligne secteur modifiée, après sa récupération, c'est pourquoi il n'y a pas de données pour le LCM 3 (ARS numérotées 300 à 400).

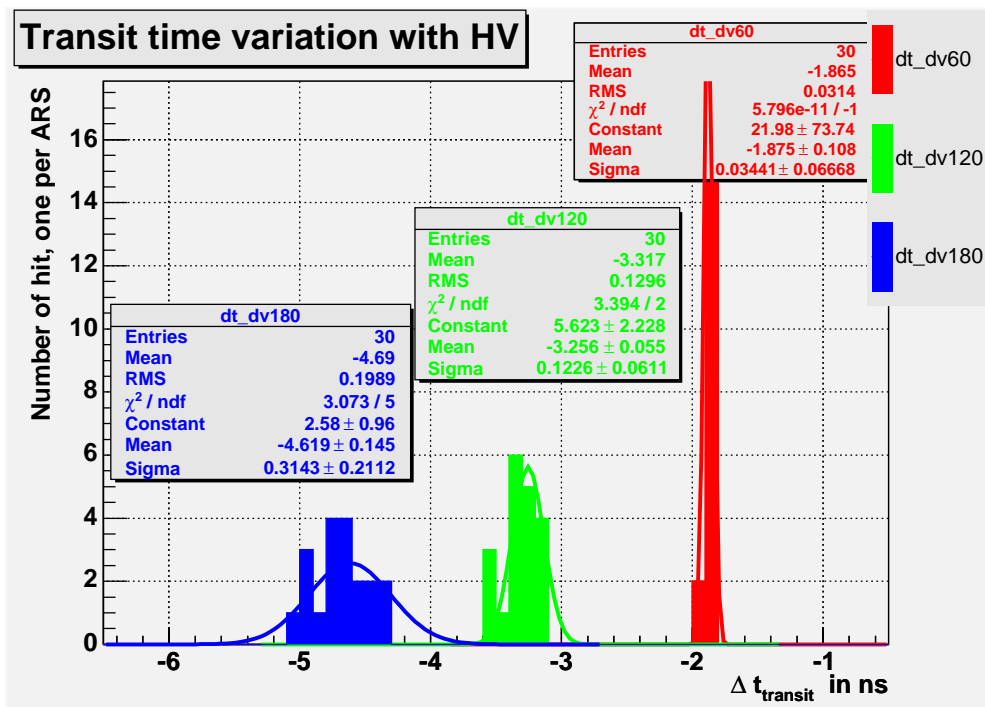


FIG. 5.18 – Différences des temps de transit pour différentes hautes tensions sur les PMs, le PM_{ref} garde sa tension nominale (pas de correction de l'effet de walk). $HT = nom. +60 V$ (run 9333, rouge), $+120 V$ (run 9334, vert) et $+180 V$ Volts (run 9335, bleu).

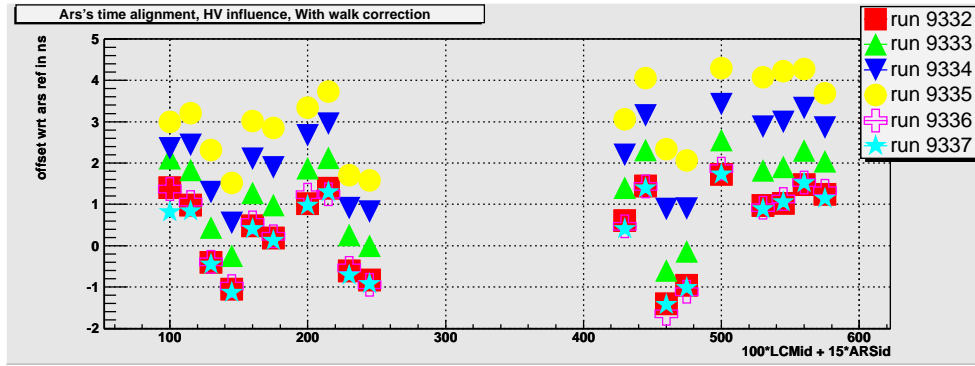


FIG. 5.19 – Δt pour différentes hautes tensions sur les PMs, le PM_{ref} garde sa tension nominale, la correction de l'effet de walk est appliquée. $HT = nom. + 60 V$ (run 9333), $+120 V$ (run 9334) et $+180 V$ Volts (run 9335).

0.9 ns pour 0.8 ns attendue pour $\Delta V = 60V$, 1.7 ns pour 1.5 ns attendues pour $\Delta V = 120V$, et 2.8 ns pour 2.2 ns attendues pour $\Delta V = 180V$.

L'accord est moins bon pour les variations de haute tension plus grandes et la dispersion augmente, mais il est probable que lorsque l'on augmente trop la haute tension, et donc le gain, les approximations faites pour estimer le temps de transit des électrons dans les étages d'amplification (n fois le trajet d'un seul électron entre deux dynodes planes et parallèles, soumises à une différence de potentiel "moyenne") soient de moins en moins bonnes. En effet, pour un gain de plus en plus grand, les électrons arrachés à chaque dynode sont de plus en plus nombreux et les effets inter-électrons ainsi que l'influence de leur charge (de moins en moins négligeable) sur le champ électrique entre les deux dynodes doivent probablement être pris en compte.

5.5.4 Conclusion sur la variation du temps de transit

Les tests réalisés en salle noire sur la ligne secteur modifiée après sa récupération ont permis de mettre en évidence la variation du temps de transit des PMs en fonction de la haute tension appliquée. Pour cela plusieurs runs ont été pris en changeant les hautes tensions de tous les PMs sauf celui de référence. Les résultats correspondent bien aux variations attendues, à condition de corriger de l'effet de walk qui est assez important quand on fait varier les hautes tensions. Cette analyse montre à nouveau la précision du système laser de la salle noire, qui permet de mesurer des effets fins de l'ordre de la nanoseconde, et son utilité pour réaliser des tests ou vérifications sur un secteur, autres que la calibration en temps pure pour laquelle il a d'abord été conçu.

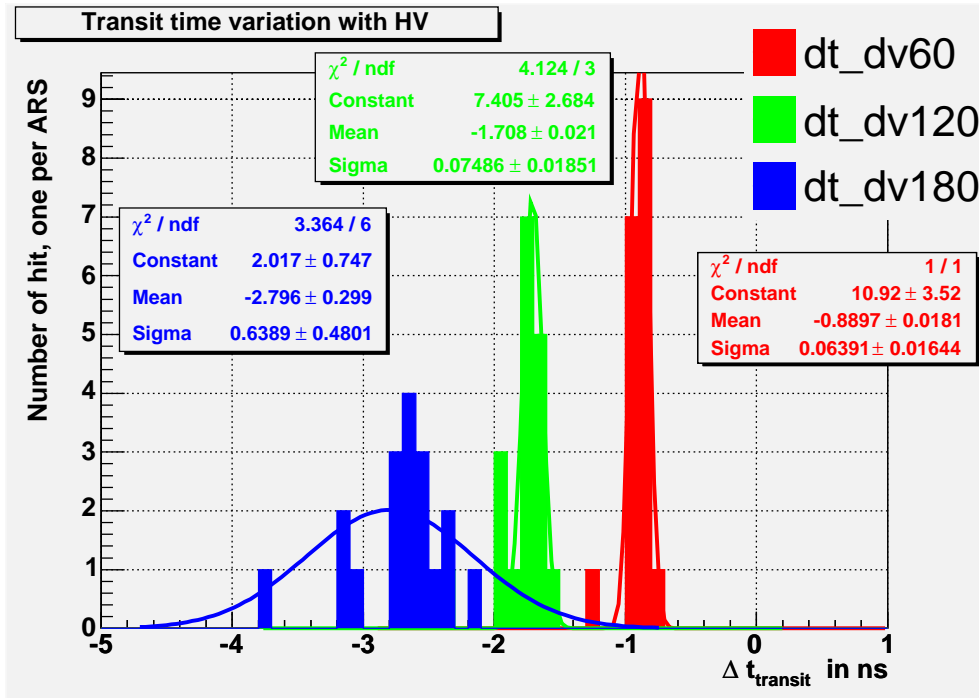


FIG. 5.20 – Différences des temps de transit pour différentes hautes tensions sur les PMs, le PM_{ref} garde sa tension nominale, la correction de l'effet de walk est appliquée. $HT = \text{nom.} + 60 \text{ V}$ (run 9333, rouge), $+120 \text{ V}$ (run 9334, vert) et $+180 \text{ V}$ (run 9335, bleu).

5.6 Conclusion sur les analyses complémentaires

Le système laser de la salle noire nous a permis de prendre les premières données avec la ligne secteur en cours d'intégration puis intégrée. Ces prises de données ont été l'occasion de nombreux tests avec ce nouveau prototype.

L'étude de l'effet de walk et sa correction est un élément important pour la calibration en temps. On a vu que la correction mise au point permet une amélioration de 0.14 ns sur la résolution en temps des modules optiques. Elle permet aussi de s'affranchir des variations d'intensité de la lumière.

L'influence de l'intensité du laser sur la résolution en temps a été mise en évidence, cependant l'interprétation de la relation entre la charge moyenne mesurée et le nombre moyen de photoélectrons semble plus complexe qu'on pouvait le croire et nécessiterait une analyse plus détaillée de la chaîne électronique entre le signal du PM et la valeur de la charge effectivement enregistrée.

L'étude de la variation du temps de transit en fonction des hautes tensions a permis de vérifier que l'on comprenait bien le détecteur et ses paramètres. Ceci, grâce au système de calibration qui permet de réaliser des mesures d'effets de l'ordre de la nanoseconde. Les variations observées correspondent bien à ce que l'on attendait.

L'étude de la résolution en temps permet de confirmer que l'électronique de lecture

n'ajoute pas d'incertitude supérieure à celle due à la dispersion du temps de transit des PMs.

Conclusion

Durant ce travail nous avons abordé deux aspects complémentaires d'un télescope à neutrinos en cours de construction : d'une part l'étude des potentialités de détection de neutrinos en provenance des microquasars, dans le cadre précis d'un modèle prédisant des flux de neutrinos de haute énergie, d'autre part la calibration en temps du détecteur, qui est nécessaire pour assurer une bonne résolution angulaire et permettre de détecter des sources ponctuelles de neutrinos.

L'étude des potentialités de détection de neutrinos en provenance des microquasars est basée sur un modèle de microquasars développé par A. Levinson et E. Waxman. Ce modèle prédit des flux de neutrinos de haute énergie entre quelques GeV et 100 TeV, suivant un spectre en E^{-2} au dessus de 5 TeV et en E^{-1} en dessous. Ce modèle comporte plusieurs paramètres liés aux caractéristiques de chaque microquasar. A partir des observations photoniques des microquasars, C. Distefano et al. ont calculé ces paramètres pour une quinzaine de microquasars connus, ce qui a permis de quantifier les flux de neutrinos attendus. Nous avons utilisé ces flux et le spectre prédit pour déterminer le nombre d'événements attendus par ANTARES en convoluant ces flux avec la réponse du détecteur. L'interprétation des nombres d'événements ainsi prédits doit ensuite être séparée en deux cas. D'une part les microquasars d'activité non-constante, susceptibles de ne produire des neutrinos que dans leur phase active, doivent être observés en corrélation avec les observations photoniques pour réduire temporellement le bruit de fond. La détection de neutrinos en provenance de ces microquasars est assez peu probable, mais en cas de détection, la signification sera élevée. D'autre part, pour les deux microquasars d'activité permanente visibles par ANTARES : SS433 et GX339-4, les taux d'événements prédits sont respectivement de 4.3 et 6.5 événements par an. Ces taux sont à comparer aux seuils de détection de sources ponctuelles par ANTARES. Dans le cas de SS433, les taux prédits par le modèle conduisent à une possibilité de détection à 3σ , et à 5σ pour GX-339-4.

Dans une deuxième partie, nous avons vu comment la collaboration prévoit d'assurer la résolution en temps du détecteur nécessaire à de telles observations grâce à un ensemble de systèmes de calibration en temps. Nous avons vu les complémentarités et redondances de ces systèmes. Puis nous avons détaillé le système de calibration en salle noire, utilisant un laser et des fibres optiques. Ce système a pour objectif la calibration relative des modules optiques d'un secteur en laboratoire après intégration et avant mise à l'eau. Il a entièrement été mis au point, construit, testé et utilisé dans le cadre de ce travail. La première utilisation de ce système avec la ligne

secteur et l'analyse des données ainsi prises, ont permis de montrer à la fois la fonctionnalité du système et sa stabilité. Cette stabilité est fondamentale puisque c'est elle qui garantit la précision sur la calibration réalisée sur l'ensemble du détecteur. Elle a été évaluée à 0.2 ns, ce qui est meilleur que l'objectif de 0.5 ns nécessaire pour assurer la résolution angulaire du détecteur. Ceci valide le système construit. Il sera donc utilisé pour calibrer l'ensemble des lignes et sera dupliqué pour le deuxième site d'intégration.

L'analyse des données de calibration a été l'occasion de développer une correction de l'effet de "walk" qui induit une erreur sur la mesure de temps d'arrivée des photons. Cette correction a montré qu'elle pouvait contribuer à améliorer la résolution en temps de 0.14 ns. Elle est aussi nécessaire pour que les données de calibration prises avec une intensité lumineuse supérieure au niveau du photon unique, soient utilisables pour corriger les données prises en mer, où l'intensité est, en grande majorité, au niveau du photon unique.

De plus, ce système a montré son utilité pour réaliser des tests autres que la calibration. Par exemple les données prises avec la ligne secteur ont permis de vérifier un effet fin de moins d'une nanoseconde comme la variation du temps de transit des photomultiplicateurs avec la haute tension qui leur est appliquée. Ce système de calibration se révèle enfin être un outil performant pour réaliser des tests sur un secteur en cours d'intégration puis une fois intégré.

Ainsi, au moment où ANTARES commence la construction de son détecteur de 12 lignes, le système de calibration relative des modules optiques à terre est opérationnel et validé.

Ce détecteur de 12 lignes sera une étape importante vers la construction d'un détecteur d'1 km³, nécessaire pour atteindre une sensibilité plus grande, permettant de faire réellement de l'astronomie neutrino.

Annexe I : le photomultiplicateur

Description Après de nombreuses études incluant des simulations et des tests de plusieurs modèles (cf. [59],[60],[61],[62],[63], et [64]), la collaboration a retenu le photomultiplicateur 10" R7081-20 d'Hamamatsu. La photocathode fait donc un peu moins de 10" (252 mm) de diamètre (cf. les traits pointillés sur la figure 5.21) ce qui donne une surface "effective" de 550cm^2 (cette surface effective donnée par Hamamatsu ne tient pas compte de l'efficacité quantique de la photocathode (25% à 390 nm) ni de l'efficacité de collection des photoélectrons). Le photomultiplicateur est sensible aux longueurs d'ondes entre 300 et 650 nm avec le maximum de sensibilité obtenu pour 420 nm. Ceci correspond aux longueurs d'ondes où l'on attend le maximum de signal, étant donné les propriétés optiques de l'eau.

Les "after-pulses", et autres impulsions secondaires Lors de l'amplification du signal dans le PM, lorsque les électrons viennent frapper une dynode, celle-ci émet (en plus des électrons qui vont vers la dynode suivante) des photons. Si l'étage d'amplification n'est pas suffisamment fermé, un photon peut s'en échapper retourner taper la photocathode, et arracher à nouveau un photoélectron. La deuxième impulsion est caractérisée par un décalage par rapport à l'impulsion principale, qui correspond à la somme des temps de transit du photon depuis son point d'émission vers la photocathode et du trajet inverse par l'électron. Ces "after-pulses" (ou post-impulsions) sont généralement attendus entre 20 et 100 ns après l'impulsion principale ([51]).

D'autres post-impulsions peuvent arriver encore plus tard (entre quelques centaines de nanosecondes et quelques microsecondes après l'impulsion principale), elles sont provoquées par l'ionisation du gaz résiduel dans le PM, les ions sont alors accélérés vers la photocathode où ils provoquent à nouveau l'émission d'électrons.

Enfin il existe aussi des impulsions secondaires qui précèdent l'impulsion principale. Chaque constructeur définit précisément les plages de temps autour d'une impulsion principale pour caractériser les taux (maximum) d'impulsions secondaires.

Pour les PMs utilisés par ANTARES, les "pré-pulses" sont comptabilisés entre 10 et 100 ns avant l'impulsion principale; les "late-pulses" entre 25 et 100 ns après l'impulsion principale, et les "after-pulses" entre 100 ns et $16\ \mu\text{s}$. Avec un seuil de déclenchement de 0,25 photoélectron, le taux de "late-pulses" (25-100 ns) du 10" R7081-20 d'Hamamatsu est inférieur à 5%. Malgré ces définitions, ces "late-pulses" sont communément appelés "after-pulse", comme cela a été fait dans ce travail.

PHOTOMULTIPLIER TUBE R7081-20

Table 1 : VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	F2	F1	F3	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	Dy13	Dy14	P
Ratio	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1	1	1	1	1.2	1.5	2.2	3	2.4	
Capacitors in uF														0.01	0.01	0.01	0.02	0.02	

Supply Voltage : 1700Vdc, K : Cathode, Dy : Dynode, P : Anode, F : Focus

R7081-20 Dimensional Outline (Unit : mm)

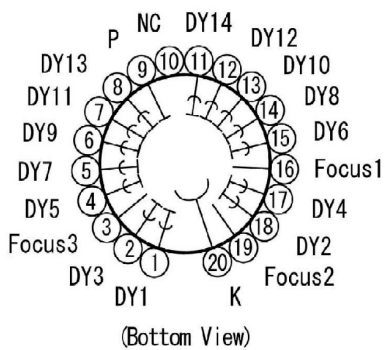
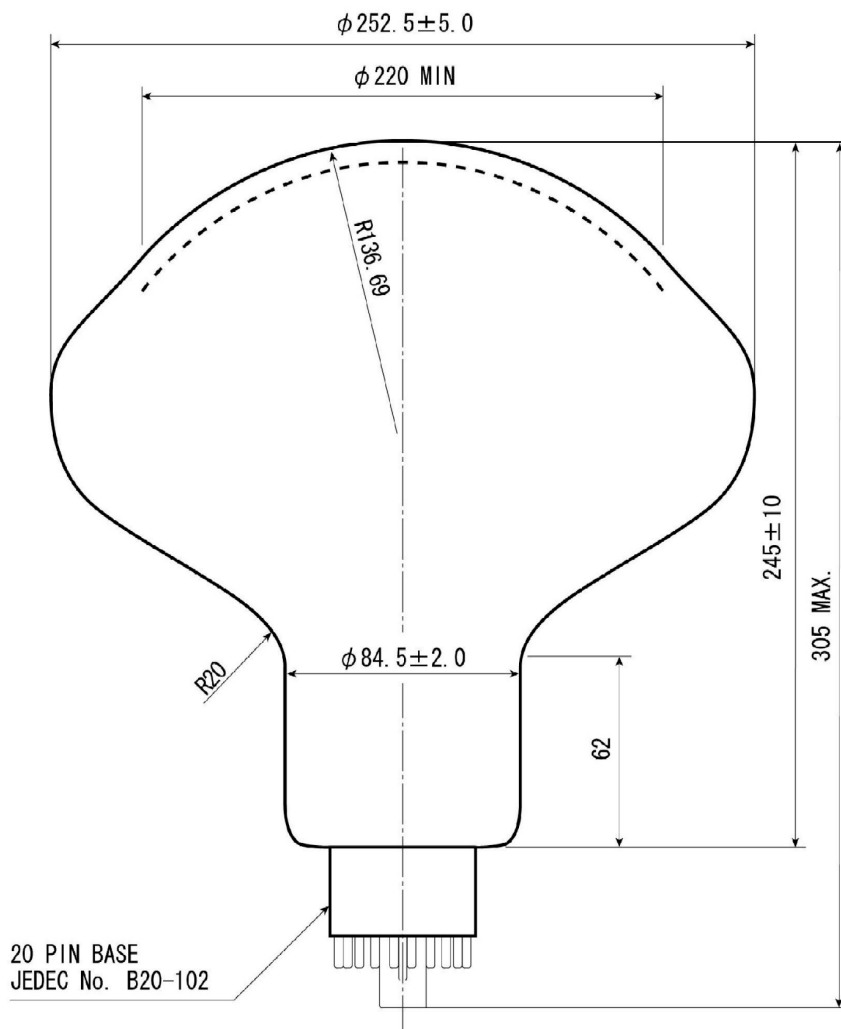


FIG. 5.21 – Le PM 10" R7081-20 d'Hamamatsu, utilisé par ANTARES

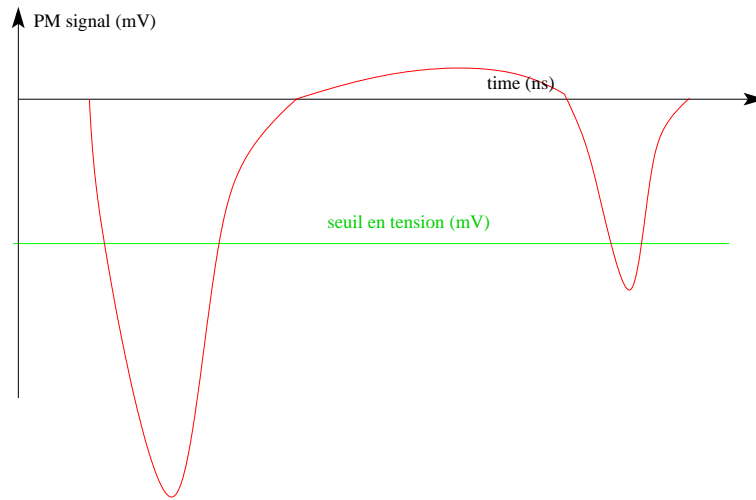


FIG. 5.22 – Signal d'un PM en fonction du temps, l'impulsion principale est suivie d'un "after-pulse" (ou "late-pulse")

Lexique

- PM : Photomultiplicateur
- OM : Optical Module, sphère en verre contenant un PM
- BSS : Bottom String Socket, structure mécanique du pied de ligne
- SCM : String Control Module, module de contrôle des paramètres de la ligne, placé au pied de la ligne sur le BSS
- SPM : String Power Module, module d'alimentation de la ligne, placé au pied de la ligne sur le BSS
- JB : Junction Box, boîte de jonction entre le câble principal arrivant de la terre et les lignes
- LCM : Local Control Module, contient l'électronique de lecture et de contrôle d'un étage
- étage, triplet, storey : trois OMs plus le LCM plus la structure mécanique
- ARS : Analog Ring Sampler, partie fondamentale de l'électronique de lecture, qui assure la numérisation des signaux et la discrimination SPE/WF
- SPE : Single Photo Electron, signal (impulsion) de PM correspondant à un photon unique, ce type d'impulsion rentre dans le gabarit de l'ARS, on ne numérise alors que la charge et le temps d'arrivée de l'impulsion
- WF : Waveforme, mode de fonctionnement où l'impulsion du PM est entièrement numérisée car elle sort du gabarit prédéfini pour le mode SPE
- pe photoélectron, cf. SPE, pe est aussi utilisé comme unité de charge ou d'amplitude pour décrire une impulsion

Bibliographie

- [1] <http://adc.gsfc.nasa.gov/mw/milkyway.html>.
- [2] A. A. Penzias et R. W. Wilson, "A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s", *Astrophys. J.* **142** (1965) 419–421.
- [3] R. A. Alpher et R. C. Herman, "Remarks on the Evolution of the Expanding Universe", *Phys. Rev.* **75** (1949) 1089–1095.
- [4] <http://coolcosmos.ipac.caltech.edu/>.
- [5] *School and Workshop on Neutrino Particle Astrophysics*. Les Houches, Janvier, 2002. <http://leshouches.in2p3.fr/>.
- [6] A. Romeyer, *Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie*. PhD thesis, Université Paris VII η Denis Diderot, avril, 2003.
- [7] <http://www.auger.org/>.
- [8] <http://www.euso-mission.org/>.
- [9] http://ams.cern.ch/AMS/ams_homepage.html,
<http://cyclo.mit.edu/bmonreal/frames.what.html> et
<http://wwwlapp.in2p3.fr/AMSLAPP/>.
- [10] K. Greisen, "End to the cosmic ray spectrum?", *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748–750.
- [11] G. T. Zatsepin et V. A. Kuzmin, "Upper limit of the spectrum of cosmic rays", *JETP Lett.* **4** (1966) 78–80.
- [12] J. N. Bahcall et E. Waxman, "Has the GZK cutoff been discovered?", *Phys. Lett.* **B556** (2003) 1–6, hep-ph/0206217.
- [13] "Rapport de prospective du Groupe de Travail \acute{u} Ondes de Gravitation \acute{z} de la Commission Interdisciplinaire \acute{u} ASTROPARTICULE \acute{z} ", 2003. consultable sur :
http://www.oamp.fr/cid47/groupes_prospective_fichiers/Rapport_OG.htm.
- [14] <http://lisa.jpl.nasa.gov/index.html>" et
"<http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=27>.
- [15] J.-S. Ricol, *Étude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos ANTARES et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs*. PhD thesis, CPPM, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, octobre, 2002.

- [16] A. Oppelt, *Étude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES*. PhD thesis, CPPM, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, avril, 2001.
- [17] F. Bernard, *Caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour la détection de cascades contenues dans le cadre du projet ANTARES*. PhD thesis, CPPM, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, décembre, 2000.
- [18] J. Brunner, "Cherenkov light from HE showers". ANTARES-Soft/2002-015.
- [19] J. G. Learned et S. Pakvasa, "Detecting tau-neutrino oscillations at PeV energies", *Astropart. Phys.* **3** (1995) 267–274, hep-ph/9405296.
- [20] C. Cârloganu, *Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques*. PhD thesis, CPPM, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, décembre, 1999.
- [21] A. Romeyer, "ANTARES sensitivity to a diffuse high energy cosmic neutrino flux". ANTARES-Phys/2003-008.
- [22] E. Nezri, *Neutrinos et Cosmologie dans les modèles de Grande Unification : Détection de matière noire supersymétrique, Oscillations et Leptogénèse dans SO(10)*. PhD thesis, CPPM, UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT-FERRAND II, décembre, 2002.
- [23] <http://www.phys.hawaii.edu/dmnd/dumand.html>.
- [24] R. Wischnewski, "Early Neutrino Telescopes: BAĬKAL, AMANDA", Novembre, 2003. présentation donnée à l'occasion de l'inauguration d'ANTARES.
- [25] http://www.ifh.de/nuastro/exp/baikal_e.html.
- [26] <http://www.amanda.uci.edu/results.html>.
- [27] <http://www.amanda.uci.edu/documents.html>.
- [28] ANTARES Collaboration, P. Amram *et al.*, "Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope", *Astropart. Phys.* **13** (2000) 127–136, astro-ph/9910170.
- [29] <http://root.cern.ch/>.
- [30] J. Brunner, "Simulation of K40 signals". ANTARES-Site/1999-002.
- [31] E. Carmona, *Study of the event reconstruction and expected performances for point-like sources of the future ANTARES neutrino telescope*. PhD thesis, Universitat de València - València, Spain, September, 2003.
- [32] *Cosmic Ray and Particle Physics*. 1990.
- [33] A. Balenzano, F. Burgio, et T. Montaruli, "Review of models of galactic sources and rate estimates in ANTARES: young supernova remnants, plerions, magnetars and microquasars". ANTARES-Phys/2003-006.
- [34] W. Bednarek, G. F. Burgio, et T. Montaruli, "Galactic discrete sources of high energy neutrinos", astro-ph/0404534.
- [35] M. Ribo, "Microquasars", astro-ph/0402134.

- [36] A. Levinson et E. Waxman, “Probing microquasars with TeV neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 171101, hep-ph/0106102.
- [37] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman, et A. Levinson, “Neutrino flux predictions for known galactic microquasars”, *Astrophys. J.* **575** (2002) 378–383, astro-ph/0202200.
- [38] T.Montaruli et E.Waxman, 2002. Communication privée.
- [39] T. Montaruli et A. Romeyer, “Conventional and prompt atmospheric neutrino fluxes”. ANTARES-Phys/2001-015.
- [40] Y. Fuchs *et al.*, “Multi-wavelength INTEGRAL NETwork (MINE) observations of the microquasar GRS 1915+105”, astro-ph/0404030.
- [41] M. Bouwhuis, “New directional trigger for GRBs”. Présentations aux réunions de collaboration ANTARES.
- [42] A. Heijboer, “A new method for point source searches with ANTARES”. ANTARES-Phys/2003-005.
- [43] A. Heijboer, “Point Source Search with ANTARES”, Mars, 2004. présentation à la réunion de collaboration ANTARES au CERN.
- [44] A. Heijboer, *Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES*. PhD thesis, 2004.
- [45] ANTARES Collaboration, P. Amram *et al.*, “The ANTARES optical module”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A484** (2002) 369–383, astro-ph/0112172.
- [46] M. Karolak, T. Chaleil, F. Desages, et H. Lafoux, “Recette of the pilot-production of Hamamatsu 10 inch PMT”. ANTARES-Opmo/2001-003.
- [47] D. J. L. Bailey, “The effect of group velocity and dispersion on photon arrival times in the ANTARES detector”. ANTARES-Phys/2001-005.
- [48] V. Bertin, J. Carr, P. Coyle, F. Feinstein, G. Hallewell, J. Hernandez, S. Karkar, C. Tao, et L. Thompson, “Time Calibration Methodology”. ANTARES-Cali/2002-002.
- [49] ANTARES Collaboration, A. collaboration, “ANTARES Technical Design Report”, tech. rep., 2001. Peut être téléchargé depuis: <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.
- [50] “Nanolase NG-10120 Data Sheet”. peut être téléchargé depuis : <http://www.jdsu.com/>.
- [51] P. Composants, ed., *Photomultiplicateurs*. Philips, 1990.
- [52] D. Azarian, “Simulation d’un photomultiplicateur pour le télescope sous-marin ANTARES.”. DAPNIA-SPP-01-17-T.
- [53] D. Lachartre, “ARS1 Analogue Ring Sampler and ARSCONV Users Manual Version 1.9”. ANTARES-Elec/2000-6.
- [54] F. Druillolle et H. Lafoux, “ARS1 test results for physicists”. ANTARES-Elec/2001-001.
- [55] E. Delagnes, F.Druillolle, T.Chaille, et S.Loucatos, “Test results of the ARS1.5 chip preproduction”. ANTARES-Elec/2004-002.

- [56] C. Serfon, "Influence of Electronic noise on ANTARES angular resolution". ANTARES-Soft/2002-010.
- [57] F.Desages et H.Lafoux, "Recette of the pilot-production of Hamamatsu 10 inch PMT". ANTARES-Opmo/2001-003.
- [58] Hamamatsu, "Data sheet PM R7081-20", 1966.
- [59] S. Basa et F. Montanet, "Specifications for the Photomultipliers Used in the ANTARES Project". ANTARES-Opmo/1998-003.
- [60] S. Basa et H. Lafoux, "Photomultiplier Specifications for the ANTARES Project". ANTARES-Opmo/1999-001.
- [61] S. Basa, H. Lafoux, et F. Desages, "Photomultiplier specifications and measurement procedures for the 0.1 km²". ANTARES-Prot/2000-002.
- [62] G. Lescaux, "Performances of a 10.6" Photonis photomultiplier and implosion of Benthos spheres". ANTARES-Opmo/2000-12.
- [63] R. Kagan, "To the question of the photomultiplier size choice". ANTARES-Opmo/2000-001.
- [64] J. de Dios Zornoza et E. Carmona, "Results of the tests performed in Valencia on four 13" Hamamatsu and two 10.6" Photonis photomultipliers". ANTARES-Opmo/2000-13.

Version du 21 septembre 2004

Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos ANTARES

L'astronomie n'a cessé d'évoluer, recherchant toujours de nouveaux messagers. L'astronomie neutrino va permettre d'accéder à des informations nouvelles sur des objets astrophysiques comme les Noyaux Actifs de Galaxie, les Sursauts Gamma ou les microquasars. Les microquasars sont des objets galactiques binaires X présentant des jets radio, à activité variable. Dans ce travail, on montre que, selon un certain modèle, deux microquasars dont l'activité est permanente pourraient être détectés comme sources ponctuelles de neutrinos par ANTARES. Pour les autres, des corrélations avec des observations photoniques seront nécessaires. Elles contribueront certainement à la compréhension de ces systèmes complexes, en particulier, concernant la présence ou non de protons accélérés dans les jets.

La résolution angulaire d'un télescope à neutrinos tel qu'ANTARES est directement liée à la précision sur la mesure des temps d'arrivée des photons. Un des systèmes de calibration en temps d'ANTARES a été développé et mis en œuvre dans le cadre de ce travail. Il est utilisé à terre, en chambre noire, avant la mise à l'eau du détecteur. À l'aide d'un laser et d'un système de fibres optiques, on mesure les différences de temps d'arrivée des réponses. L'utilisation du système a montré sa fonctionnalité. L'analyse des données de calibration prises en chambre noire ont montré sa stabilité à 0.2 ns, ce qui permet d'effectuer la calibration avec la précision voulue (mieux que 0.5 ns). Il sera utilisé pour réaliser la calibration en temps, à terre, de l'ensemble des 12 lignes définitives d'ANTARES dont la production commence en 2004.

Mots clés : ANTARES, télescope à neutrino, astronomie de haute énergie, microquasar, calibration, laser, fibre optique.

Microquasars detection and time calibration of ANTARES neutrino telescope

Astronomy has always been evolving, looking for new cosmic messengers. Neutrino astronomy will allow to access new information on astrophysical objects such as GRBs, AGNs or microquasars. Microquasars are galactic X-ray binaries with radio jets and variable activity. According to one model, two microquasars with constant activity could be detected as point sources by ANTARES. For the others, the time correlation with photonic (multi-wavelength) observations will be necessary. Those multi-messenger observations will give precious information to understand these complex systems which are considered as local, micro replica of the extra-galactic quasars.

The angular resolution of a neutrino telescope such as ANTARES is directly linked to the precision on photon time arrival measurements. One of the time calibration systems has been developed during this work. It is used on shore, after the line integration and before its deployment on the sea bed. All optical modules (OMs) of one sector (5 storeys) are illuminated simultaneously, using a common laser and an optical fiber distribution system. Arrival time of light on OMs are recorded and time differences between OMs are calculated and stored in the database. This system has been set up and used for the Prototype Sector Line demonstrating its functionality. The calibration data analysis have shown its stability, which allow to calibrate all OMs within 0.2 ns (when 0.5 ns were needed). It will be used to perform the on-shore time calibration of all the 12 ANTARES lines which production starts in 2004.

Key Words : ANTARES, neutrino telescope, high energy astronomy, microquasar, calibration, laser, optical fibre.