

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG



Mémoire

présenté par

THIERRY PRADIER

INSTITUT PLURIDISCIPLINAIRE HUBERT CURIEN

Département Recherches Subatomiques

pour l'obtention de l'

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Télescopes à Neutrinos, d'Antares à Orca : Aspects Pluri-Disciplinaires & Multi-Messagers

qui sera soutenue le Jeudi 10 décembre 2015 devant le jury composé de :

Mme	Christelle ROY	IPHC	<i>Présidente et Examinatrice</i>
M.	Ulrich GOERLACH	U. Strasbourg	<i>Garant</i>
M.	Fabrice FEINSTEIN	Aix-Marseille U.	<i>Rapporteur</i>
M.	François LE DIBERDER	U. Paris Diderot	<i>Rapporteur</i>
M.	Jérôme BAUDOT	U. Strasbourg	<i>Rapporteur</i>
M.	Patrice HELLO	U. Paris-Sud	<i>Examineur</i>
M.	Antoine KOUCHNER	U. Paris Diderot	<i>Examineur</i>

LA RÉDACTION DE CE DOCUMENT s'est révélée être une véritable madeleine de Proust. Elle m'a donné l'occasion de me pencher à nouveau sur les travaux accomplis pendant toutes ces années dans le domaine des télescopes à neutrinos : des premières lignes prototypes d'ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Environmental REsearch*, situé à 2500m au fond de la Méditerranée, 40km au large de Toulon, et dédié à la détection des neutrinos cosmiques dans le domaine du TeV), la participation à la conception de son électronique frontale et à certaines de ses analyses multi-messagers ; jusqu'à la définition d'ORCA (*Oscillation Research with Cosmics in the Abyss*, dédié quant à lui à la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos en utilisant le flux atmosphérique dans le domaine du GeV) et au déploiement des premiers modules optiques du futur télescope à neutrinos nouvelle génération KM3NET.

Cette Habilitation en présente un résumé sélectif, et donc non exhaustif. Elle n'avait que trop tardé, ce qui en explique la longueur peut-être inhabituelle. Elle présente par ailleurs certaines activités qui n'avaient fait jusque là l'objet que de présentations orales ou de notes internes (première partie, Epoque I). Pour épargner le lecteur, les premiers chapitres qui suivent sont une introduction volontairement rapide au domaine de la détection des neutrinos de haute énergie, en particulier avec des télescopes Cherenkov en milieu aquatique (solide ou liquide), dans le contexte plus global de l'astronomie multi-messagers.

La première partie (Epoque I, de mon arrivée à l'IReS en 2002 jusqu'en 2008) abordera mes activités dans ANTARES liées à la bioluminescence stimulée et à l'électronique frontale. La deuxième partie (Epoque II, 2006 - aujourd'hui) présentera l'analyse multi-messagers GWHEN, dont le but est de rechercher des coïncidences entre détecteurs d'ondes gravitationnelles (GW) et télescopes à neutrinos de haute énergie (HEN). La troisième partie (Epoque III, 2012 - aujourd'hui) introduira la physique d'ORCA et mon travail récent dans ce domaine. La conclusion présentera

mon projet de recherche, lié aussi bien à ORCA qu'au futur télescope à neutrinos de haute énergie ARCA : les télescopes à neutrinos comme instruments de physique fondamentale.

La première partie (Epoque I, Aspects Pluridisciplinaires), bien avant que l'Institut de Recherches Subatomiques (IReS) ne devienne Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), est le résultat de contacts et de collaborations avec des physiciens des fluides et des biologistes sur la bioluminescence, et en particulier sa stimulation par les structures de ce télescope sous-marin qu'est ANTARES. Ces études se sont appuyées sur des données récoltées lors de tests en mer effectués entre 1997 et 2000, avant même mon arrivée dans ANTARES en 2001, mais aussi lors de l'opération de la « Ligne Secteur Prototype » (PSL) entre Mars et Juin 2003, puis de la « Mini-Ligne Instrumentée » (MILOM), à partir d'avril 2005 pour 4 mois. Ces données ont permis d'autres travaux liés à ce bruit de fond optique biologique menés en collaboration avec des étudiants locaux (par exemple, Sophie Ferry à l'IReS [Ferry, 2004]) ou non (à NIKHEF en particulier [de Vries-Uiterweerd, 2007]), qui ne sont pas mentionnés ici. Ces travaux sur la bioluminescence ont été menés entre 2002 et 2006.

L'objectif était ici de comprendre les mécanismes de stimulation de cette activité lumineuse, pour en diminuer les effets néfastes sur la prise de données de l'instrument. Ces travaux m'ont amené à proposer un détecteur dédié à l'étude de la bioluminescence (CUBA, pour « Cartographic Unit for Bioluminescent Activity ») qui aurait pu être installé sur la ligne instrumentée déployée sur le site d'ANTARES en 2007 (IL07). Pour des raisons liées à la politique scientifique locale, cet instrument n'a pu être réalisé. CUBA avait toutes les caractéristiques des modules optiques actuellement utilisés pour KM3NET, le télescope à neutrinos nouvelle génération, avant leur conception : une sphère hébergeant en son centre une vingtaine de photomultiplicateurs de petites tailles, pour observer la lumière émise par les cellules bioluminescentes autour de la sphère, dans le but de comprendre plus précisément les mécanismes d'émission et de stimulation.

Cette Habilitation est aussi le fruit de travaux menés conjointement avec des physiciens et électroniciens locaux ou d'autres laboratoires (Saclay, CPPM, APC). L'IReS avait pour responsabilité le développement et la caractérisation des cartes d'électronique frontale « ARS Mother-Board » (ARS MB pour les intimes), ayant pour but principal, à partir

du traitement effectué par les puces élémentaires ARS, de délivrer pour chaque groupe de photons détectés un temps et une charge. C'est tout naturellement que j'ai pris part à cette activité plus instrumentale à partir de 2003, jusqu'à la fin de production des cartes électroniques, peu avant le déploiement complet d'ANTARES en 2008.

Outre l'étalonnage en temps, travail effectué en partie par mon docteurant Goulven Guillard (jusqu'en 2010 [Guillard, 2010]), l'étalonnage en charge est un élément primordial pour tout instrument de mesure. En particulier, la fonction de réponse de chaque carte à un signal étant représenté par deux paramètres, la linéarité supposée de cette réponse devait être vérifiée. C'est là le travail instrumental présenté dans cette même première partie : les efforts réalisés pour confirmer cette linéarité, en particulier aux basses charges où l'essentiel du signal de physique est concentré, en utilisant des mesures en laboratoire et des données prises *in situ* par les premières lignes équipées des cartes électroniques conçues au laboratoire, entre 2005 et 2008. Une partie de ce travail fut réalisée en collaboration avec l'APC [Kouchner, 2010]. La part plus ingrate de mes contributions, liées à la préparation des tests paramétriques de caractérisation des cartes ARS MB, leur mise en oeuvre et leur analyse, est succinctement présentée en début de chapitre ; elle a par ailleurs, en partie, été couverte par l'HDR de J.-P. Ernenwein (CPPM) [Ernenwein, 2007].

La deuxième partie de ce document (Epoque II, Neutrinos et Ondes Gravitationnelles) m'occupe encore aujourd'hui. A partir de 2006, en parallèle avec mes activités sur l'ARS MB, je me suis penché sur ce qui terminait ma thèse de doctorat, effectuée au LAL (1998-2001 [Pradier, 2001]) dans l'expérience VIRGO : les émissions communes d'ondes gravitationnelles impulsives et de neutrinos, cette fois de hautes énergies. Alors que des coïncidences entre détecteurs de neutrinos et interféromètres gravitationnels peuvent donner accès à l'échelle de masse absolue des neutrinos à basse énergie, de telles études menées avec des neutrinos de haute énergie pourraient révéler la structure cachée de l'espace-temps lui-même, due à la nature quantique de la gravitation. J'ai donc mené une étude originale visant à évaluer les signaux possibles pour des sources astrophysique galactiques, les micro-quasars, équivalents de plus petite taille des quasars cosmologiques, présentée en Annexe A.

Cette étude de faisabilité de telles coïncidences, se reposant uniquement sur VIRGO, m'a amené en 2008 à proposer à la collaboration ANTARES des analyses conjointes des données, pour rechercher des émissions coïncidentes de neutrinos et d'ondes gravitationnelles [Pradier, 2009]. Le *Memorandum of Understanding* entre ANTARES et les deux collaborations VIRGO/LIGO fut signé l'année suivante, et marqua le début de l'analyse conjointe des données prises par VIRGO/LIGO en 2007 lorsqu'ANTARES ne comportait encore que 5 de ses 12 lignes - analyse menée conjointement avec des physiciens de l'APC [Bouhou, 2012]. Cette collaboration donna lieu à la première publication commune entre les trois collaborations, et rendit compte de la première recherche conjointe de neutrinos et d'ondes gravitationnelles [ANTARES & Virgo/LIGO, 2013]. L'article fut publié début 2013, 4 ans après le début de l'analyse - preuve des difficultés rencontrées lors de ce travail impliquant des chercheurs de différentes communautés et collaborations.

En 2009-2010, alors qu'ANTARES était en opération avec la totalité de ses 12 lignes, toujours à la recherche de neutrinos cosmiques, les instruments VIRGO et LIGO redevinrent opérationnels avec des sensibilités améliorées, augmentant encore le volume de l'univers gravitationnel accessible. L'analyse jointe de ces données concomitantes, totalement différente de la première analyse parce qu'optimisée et donc conforme à la proposition initiale [Pradier, 2009], fut menée en collaboration avec l'APC : elle a fait l'objet d'une thèse de doctorat dans ce laboratoire [Bouhou, 2012]. Elle est innovante tant par les outils et les méthodes utilisés que par les résultats scientifiques obtenus - même si, à l'heure où ces lignes sont écrites, les résultats définitifs ne sont pas encore connus. Cette deuxième partie s'attachera à développer des aspects qui n'ont pu l'être dans les différentes publications présentant ces travaux. Ce projet de coïncidences, maintenant connu sous l'acronyme GWHEN, est l'une des toutes premières analyses véritablement « multi-messagers ». C'est encore un acronyme d'actualité, puisque le premier fonctionnement d'un interféromètre de deuxième génération, ADVANCED LIGO, devrait intervenir à l'automne 2015, suivi par ADVANCED VIRGO en 2016, alors qu'ANTARES observera encore le ciel à la recherche de neutrinos cosmiques, et que KM3NET devrait posséder plusieurs unités de détection en opération sur le site italien de la collaboration.

La dernière partie (Epoque III, ORCA et le spectre de masses des neutrinos) décrira mes récentes contributions dans la définition et l'étude de faisabilité du télescope à neutrinos ORCA. Son but est cette fois de déterminer la hiérarchie de masses des neutrinos en utilisant les oscillations, dans la Terre, des neutrinos atmosphériques de plus basse énergie. Ce télescope, qui sera déployé au large de Toulon, aura la même géométrie que son équivalent à haute énergie ARCA, qui sera déployé au large de la Sicile, mais avec des distances caractéristiques bien plus petites. Un télescope plus dense, donc, pour être sensible aux neutrinos du GeV plutôt que du TeV. Le premier travail que j'ai mené au tout début de l'étude de faisabilité, à partir de 2012, est lié à la géométrie de l'instrument : les relations entre ses dimensions caractéristiques et ses performances (résolutions angulaires par exemple), autrement dit, les lois d'échelles que l'on peut tirer des principes physiques généraux régissant le fonctionnement d'un télescope à neutrinos.

Du MeV au PeV, voire au-delà, les deux instruments ORCA et ARCA de KM3NET ouvrent donc des perspectives fabuleuses en terme d'astrophysique mais aussi de physique fondamentale. Ainsi, ce document se termine par un retour sur ce qui concluait mon manuscrit de thèse : les neutrinos de basse ou haute énergie émis lors de l'explosion d'une supernova de type II et en particulier leurs coïncidences avec un signal gravitationnel transitoire. A travers une géométrie plus dense que la configuration de référence actuellement envisagée, et l'utilisation de modules optiques plus sensibles dans l'ultra-violet, ORCA, optimisé pour les neutrinos du GeV, pourraient aussi être sensibles à ces neutrinos du MeV. Si cela s'avérait possible, ORCA pourrait donc déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos, tout en étant en position de mettre des contraintes compétitives sur l'échelle absolue de ce spectre de masse - par la mesure du retard entre les neutrinos détectés dans ORCA et le signal gravitationnel qui serait détecté dans ADVANCED VIRGO/LIGO. C'est le projet de recherches qui est présenté dans les conclusions de ce document.

Pour rappel, les travaux des différents doctorants que j'ai pu suivre, de près ou de loin, au cours de ces années ne sont pas rappelés ici : on se référera à [Ferry, 2004] (IReS, 2001-2004, bioluminescence et détection de neutrinos de sursauts gammas par ANTARES), [Guillard, 2010] (IPHC, 2006-2010, étalonnage en temps et détection de sources gamma du TeV avec ANTARES) et [Bouhou, 2012] (APC, 2009-2012, analyses GWHEN).

Table des matières

Antares et l'origine des rayons cosmiques	3
1 Télescopes à neutrinos et rayonnements cosmiques	3
I Antares : Aspects pluridisciplinaires	37
1 Etude de la bioluminescence stimulée	39
2 Caractérisation et étalonnage de l'électronique frontale	75
II Antares : Aspects Multi-Messagers - GWHEN	109
1 GWHEN : sources et potentiel de détection	111
2 GWHEN-1 (2007), l'analyse exploratoire	137
3 GWHEN-2 (2009-2010), l'analyse optimisée	157
III ORCA et le spectre de masse des neutrinos	193
1 Hiérarchie de masse et télescopes à neutrinos	195
2 Lois d'échelle pour un télescope à neutrinos	213
Perspectives : un télescope multi-sites du MeV au EeV	237
A Les microquasars comme sources GWHEN	251
Bibliographie	275

Antares et l'origine des rayons cosmiques

Télescopes à neutrinos et rayonnements cosmiques

CE QUE NOUS APPREND L'HISTOIRE DES SCIENCES, c'est en particulier que chaque nouvel instrument a apporté son lot de surprises et de découvertes. Galilée ne pensait pas découvrir les lunes de Jupiter au XVII^{ème} siècle avec sa lunette astronomique qu'il avait destinée à la navigation. Hubble voulait étudier les nébuleuses et découvrit l'expansion de l'univers. Penzias et Wilson pensaient étudier ces mêmes galaxies radio, et découvrirent le fond de rayonnement cosmologique. Les satellites gammas des années 1960, destinés à suivre les tests de bombes nucléaires réalisés par les russes, découvrirent d'étranges bouffées de photons gammas, les sursauts gammas, à l'origine encore incertaine aujourd'hui. Plus proche de nous, Davis, Koshiba, et d'autres, en voulant détecter les neutrinos du Soleil, mirent en évidence les oscillations de neutrinos.

L'astronomie neutrino en est à ses débuts, et son but premier est d'étudier l'origine des rayons cosmiques, leurs moteurs astrophysiques. Mais sans doute nous réserve-t-elle aussi des découvertes inattendues. Ce chapitre ne se veut en aucune manière exhaustif; il présente une vision résumée, et personnelle, de l'astronomie neutrino, à haute énergie en particulier, et introduit les principes de détection nécessaires à la compréhension du reste du document. Enfin, une rapide présentation d'ANTARES et de ses résultats les plus importants, ainsi que de son successeur KM3NET, y est donnée.

Sommaire

1.1	Les neutrinos et leur détection	5
1.1.1	Un bref historique	6
1.1.2	Les neutrinos dans l'univers	6
1.1.3	Le principe de détection à haute énergie	8
1.2	Neutrinos et astronomie multi-messagers	9
1.2.1	Les rayons cosmiques, des hadrons en majorité	10
1.2.2	Photons et neutrinos secondaires	11
1.2.3	les télescopes à neutrinos dans le monde	14
1.2.4	La découverte d'ICECUBE	15
1.2.5	Neutrinos et messagers complémentaires	17
1.3	ANTARES et ses résultats importants	17
1.3.1	Performances du détecteur	18
1.3.2	Recherche de sources ponctuelles ou étendues	21
1.3.3	Recherches multi-messagers	25
1.4	Un télescope kilométrique : KM3NET	31
1.4.1	Etat de l'art	32
1.4.2	Performances d'ARCA	34
1.5	Un avertissement	35

1.1 Les neutrinos et leur détection

Le neutrino est une particule bien étrange : ce fermion n'interagit que par interaction faible (par échange d'un boson W ou Z), et peut donc s'échapper de régions très denses. Particule élémentaire, elle ne se désintègre pas, et sa masse quasi-nulle lui permet de voyager à une vitesse très proche de celle de la lumière. Enfin, particule neutre, elle n'est pas déviée par les champs magnétiques. On voit là les multiples avantages d'utiliser le neutrino pour l'astronomie, plutôt que le photon (absorbé pendant son trajet, ce qui limite sa puissance exploratoire à quelques 100 Mpc à 10 TeV, ou 10 kpc à 1000 TeV), au neutron (qui se « transforme » par décroissance bêta en proton, d'où un libre parcours moyen de l'ordre de 10 kpc à 10^6 TeV), ou au proton lui-même (chargé, donc influencé par les champs magnétiques, et qui peut interagir avec le fond de rayonnement cosmique aux énergies extrêmes).

1.1.1 Un bref historique

Pauli imagine le neutrino vers 1930 comme une solution au problème de la radioactivité β , pendant laquelle un neutron se transforme en proton, accompagné de l'émission d'un électron et d'un (anti-)neutrino. Quelques années plus tard, Fermi développe la théorie de ce « petit neutron » (découvert en 1932 par Chadwick). Il faudra cependant attendre 1953, une vingtaine d'année, pour la première mise en évidence expérimentale de ce neutrino, auprès du réacteur nucléaire de Savannah River (USA) par Reines & Cowan, par le processus $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$.

Vingt-cinq ans plus tard sont observés les premiers neutrinos produits dans le Soleil, dans la mine d'Homestake, avec un flux équivalent à uniquement 1/3 des prévisions théoriques. Cette énigme ne sera complètement résolue que près de trente ans plus tard, avec la confirmation du phénomène d'oscillation des neutrinos (prévu par Pontecorvo dès la fin des années 50) par les détecteurs SuperKamiokande et SNO.

L'année 1987 marque la réelle naissance de l'astronomie neutrino avec la détection de quelques neutrinos provenant sans nul doute possible de l'explosion de la supernova SN1987A dans le Grand Nuage de Magellan, conjointement par Kamioka, IMB et Baksan. Une vingtaine de neutrinos seulement d'énergies entre 10 et 40 MeV, mais qui suffirent à en confirmer l'origine astrophysique.

En 2013, l'expérience ICECUBE annonçait la première détection de neutrinos de haute énergie (un facteur $10^6 - 10^9$ par rapport aux neutrinos du Soleil) d'origine extra-terrestre. Aujourd'hui encore, leur origine exacte n'est pas connue. Comme on le verra, ANTARES, malgré sa taille réduite, peut apporter des contraintes intéressantes sur la provenance exacte de ces neutrinos cosmiques.

1.1.2 Les neutrinos dans l'univers

Le spectre des neutrinos dans l'univers est présenté sur la figure 1.1, ainsi que les techniques principales utilisées. La figure 1.2 présente quant à elle les différents instruments dédiés à leur détection. Ce sont les neutrinos cosmologiques de très basse énergie, équivalents neutriniques du fond de rayonnement cosmologique en photon, qui sont de loin les plus abondants. Malgré la quantité d'information sur les premiers instants de l'univers qu'ils pourraient apporter, les perspectives de détection sont malheureusement très pauvres, tout du moins dans les 20 à 30 prochaines années.

Au-delà du MeV, les neutrinos solaires sont les plus abondants : ce sont ces mêmes neutrinos qui, dès les années 60, ont permis de mettre en évidence leurs oscillations, liées à leur masse non-nulle (plus exactement : à leur différence de masse non-nulle). Ce furent là les premiers neutrinos extra-terrestres jamais détectés. Leur détection nécessite de grands instruments installés dans des laboratoires souterrains, pour les protéger du rayonnement cosmique. Ils utilisent, pour la plupart, la technique Cherenkov : le neutrino interagit avec des nucléons dans le volume du détecteur, rempli d'un milieu transparent, et les produits de l'interaction sont détectés par leur rayonnement Cherenkov grâce à des photomultiplicateurs. Suivant le mode d'interaction, l'information directionnelle est conservée ou non. Dans cette gamme d'énergie, on trouve les neutrinos émis lors de l'explosion d'une supernova de Type II, comme SN1987A, ou les anti-neutrinos émis par les réacteurs nucléaires, qui permettent aujourd'hui d'étudier les oscillations de neutrinos à courte distance.

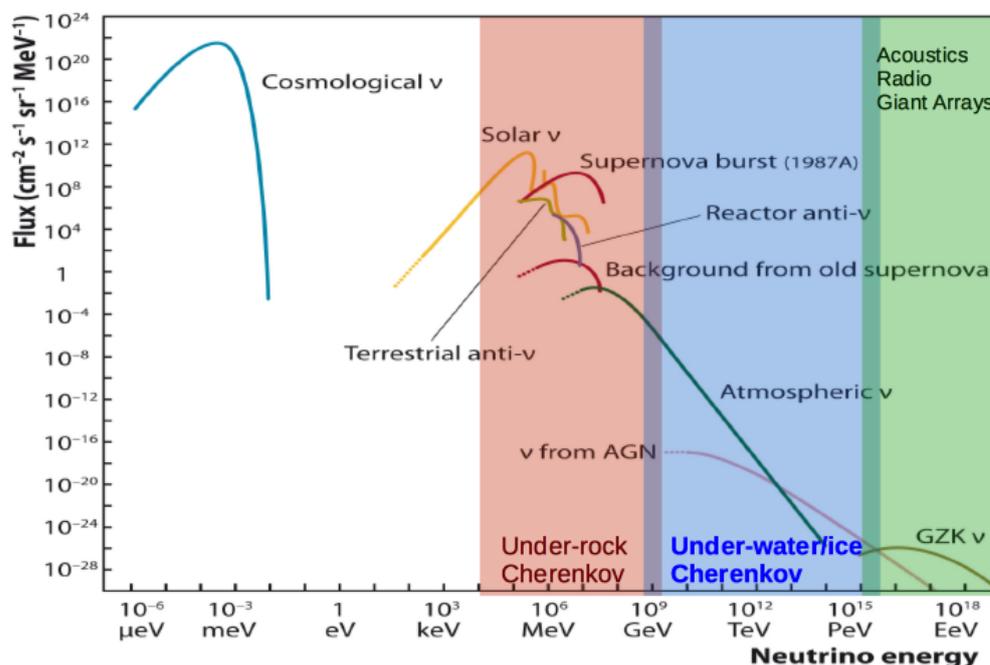


FIGURE 1.1 – Spectre des neutrinos dans l'univers, ainsi que les principales techniques de détection utilisées.

A une énergie de l'ordre du GeV, les flux prédits, par exemple pour les neutrinos atmosphériques produits lors de l'interaction de rayons cosmiques hadroniques dans l'atmosphère, sont tellement faibles que

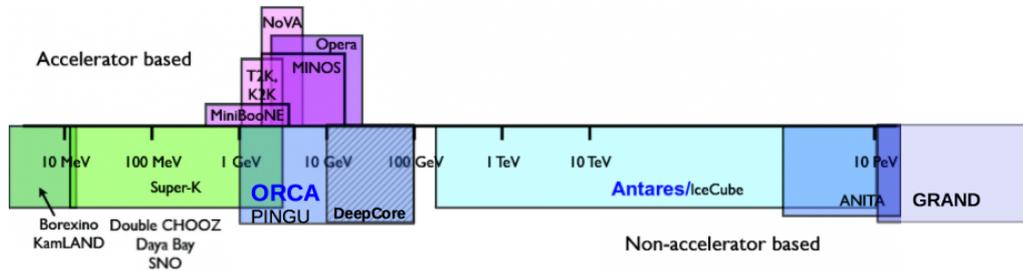


FIGURE 1.2 – Les différents instruments dédiés à la détection des neutrinos, du MeV aux plus hautes énergies.

des laboratoires souterrains sont trop restreints pour accueillir le volume nécessaire à leur détection. Il faut alors placer des photomultiplicateurs dans un milieu transparent naturel (sous la mer, au fond d'un lac profond, ou sous la glace des pôles) pour, là encore, détecter le rayonnement Cherenkov produit par les particules secondaires engendrées par l'interaction d'un neutrino dans la roche ou le milieu transparent lui-même. Cette technique peut être utilisée du GeV à quelques dizaines de EeV, permettant, avec un seul type d'instrument, de couvrir un domaine d'énergies équivalent à celui des ondes radios jusqu'au domaine X.

Enfin, pour les plus hautes énergies, de nouvelles techniques sont en cours d'expérimentation. Des instruments acoustiques permettent de détecter l'interaction du neutrino elle-même, et le développement de la cascade de particules secondaires créées - ANTARES fut équipé de quelques micros pour tester cette méthode [ANTARES, 2011b]. Cette cascade produit aussi un signal électromagnétique très caractéristique dans le domaine radio (ANITA [Schoorlemmer et al., 2015]), et de grands réseaux d'antennes permettant d'explorer les énergies ultimes (vers le ZeV, soit 10^{21} eV) sont à l'étude (GRAND [Martineau-Huynh et al., 2015]). Enfin, les réseaux tels qu'AUGER sont sensibles à ces mêmes neutrinos d'ultra-haut énergie, par échantillonnage au sol des produits de l'interaction du neutrino [Pierre Auger Collab., 2013].

1.1.3 Le principe de détection à haute énergie

Ce sont Greisen et Markov qui, les premiers dans les années 60, imaginent d'utiliser le neutrino comme un messager pour l'astronomie, tirant partie de sa neutralité et de sa faible interaction avec la matière. En particulier, Markov propose d'utiliser spécifiquement le neutrino muo-

nique : par interaction courant chargé, le neutrino produit un muon qui conserve, à haute énergie, l'information directionnelle du neutrino incident. Il propose d'instrumenter de grands volumes d'un milieu naturel transparent (lac, océan, glace) pour détecter la lumière Cherenkov induite par le passage de ce muon. C'est sur ce principe que seront construits, des années plus tard, les détecteurs AMANDA (glaces de l'antarctique), BAIKAL (dans le lac du même nom) dans les années 1990, puis ANTARES (mer méditerranée) et ICECUBE (à nouveau dans les glaces du Pôle Sud), dans les années 2000.

Le principe de détection est illustré sur la figure 1.3 pour un neutrino muonique de haute énergie : l'interaction produit un muon, quasiment colinéaire au neutrino incident, et le rayonnement Cherenkov émis le long de sa trace est détecté par un réseau tri-dimensionnel de photomultiplicateurs. C'est la mesure du nombre de photons détectés et leur temps d'arrivée, ainsi que la position des photodétecteurs touchés, qui permet d'estimer la direction d'arrivée du muon et son énergie, et, par incidence, les propriétés du neutrino primaire. Les différentes topologies d'événements possibles, fonction de la saveur du neutrino et du type d'interaction, sont représentées sur la figure 1.4. On notera qu'en dessous du TeV, c'est la cinématique de l'interaction (l'angle entre la trajectoire du muon et celle du neutrino) qui limite les performances d'un télescope.

L'avantage supplémentaire conféré par le muon est sa portée, qui peut atteindre plusieurs dizaines de kilomètres aux plus hautes énergies : le volume sondé par un instrument est donc bien supérieur au volume instrumenté lui-même, si les propriétés du milieu transparent le permettent (absorption, diffusion). On retiendra aussi qu'un télescope à neutrinos ne peut être sensible qu'à des sources qui se trouveraient à un moment donné sous l'horizon. En conséquence, ANTARES, à environ 45° de latitude Nord, a accès aux sources potentielles situées sur le plan de notre galaxie et au Centre Galactique, tandis qu'ICECUBE, situé au Pôle Sud, ne peut observer cette zone du ciel qu'à très haute énergie (lorsque la source est au-dessus de l'horizon), les neutrinos les plus énergétiques étant absorbés par la Terre (voir pour cela la figure 1.5).

1.2 Neutrinos et astronomie multi-messagers

Les sources exactes des rayons cosmiques, initialement découverts par Victor HESS au début du XX^{ème} siècle, font encore débat. La figure 1.6 présente le spectre mesuré des rayons cosmiques pour sa par-

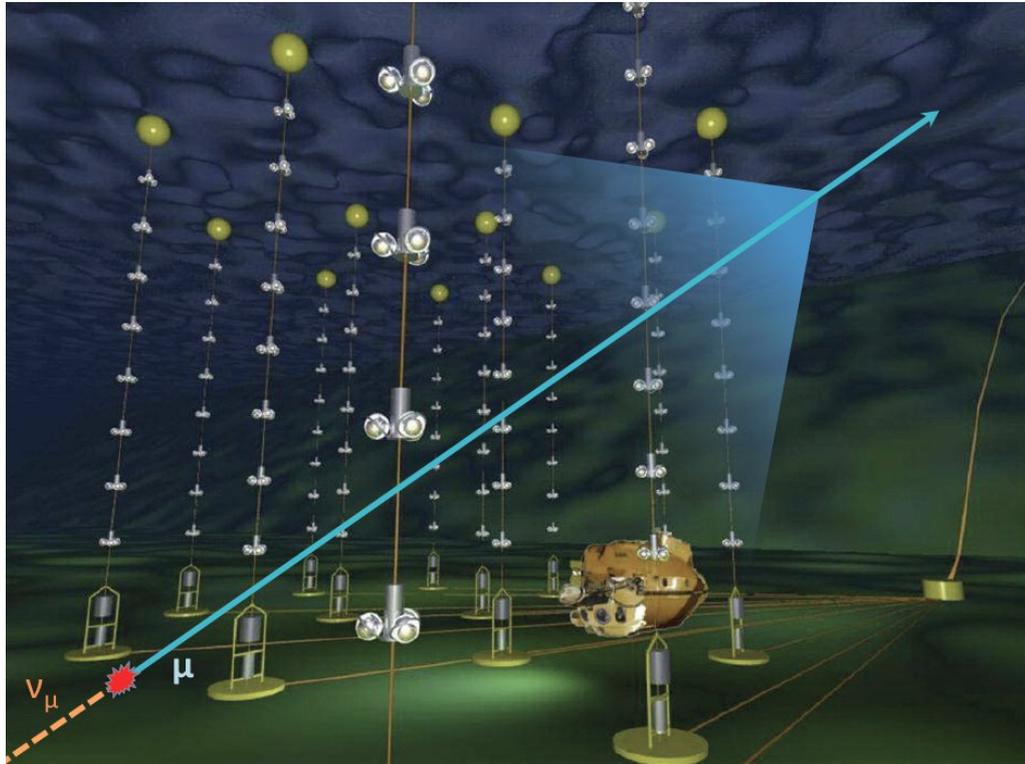


FIGURE 1.3 – Principe de détection d'un neutrino muonique

tie hadronique, en grande majorité des protons. Sur cette même figure à droite est représenté le spectre mesuré des électrons dans ce même rayonnement cosmique, qui n'en constitue qu'une infime partie. La figure 1.7, quant à elle, présente le même spectre redressé au-delà de 10 TeV jusqu'aux plus hautes énergies, avec un zoom sur la partie à ultra-haute énergie, qui montrerait des signes de coupure Greisen-Zatsepin-Kuzmin (interaction des protons avec le fond de rayonnement cosmologique), indiquant la présence garantie de neutrinos d'ultra-haute énergie.

1.2.1 Les rayons cosmiques, des hadrons en majorité

Les rayons cosmiques reçus sur Terre sont donc en grande majorité des protons et des noyaux (la composition de ce rayonnement s'alourdit aux plus hautes énergies). Mais la charge de ces particules interdit, sauf aux énergies extrêmes, toute tentative d'identification des sources à l'origine de ces rayonnements, puisque l'information directionnelle est

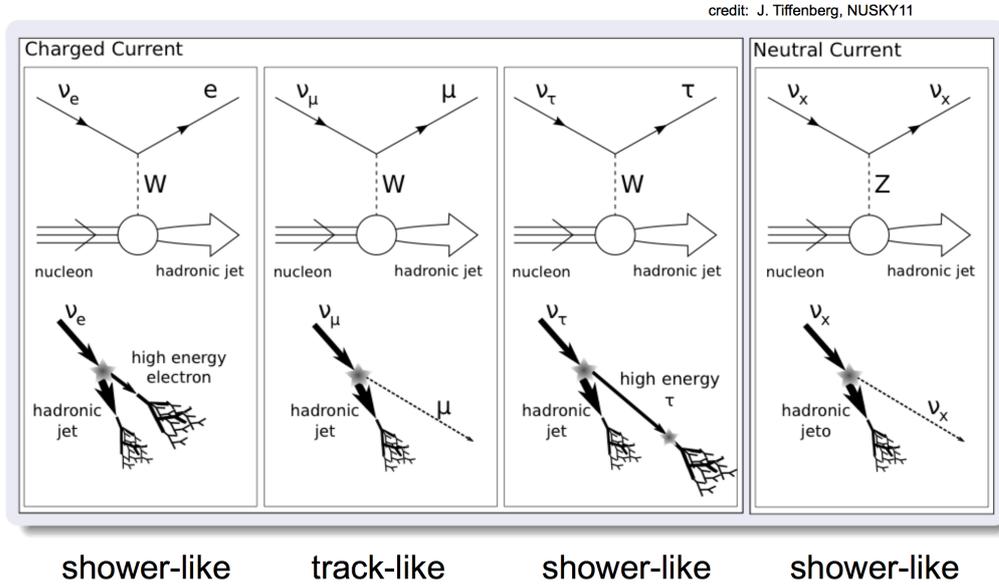


FIGURE 1.4 – Les différentes topologies d'événements dans un télescope à neutrinos.

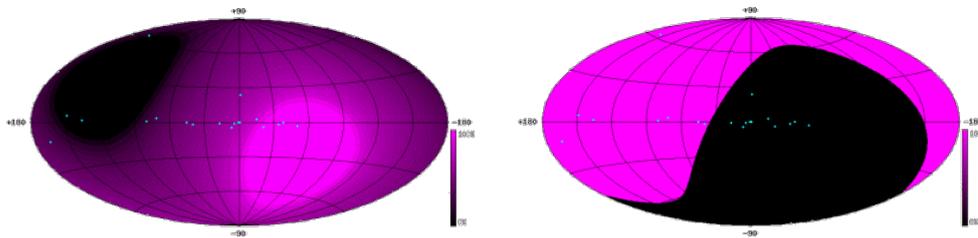


FIGURE 1.5 – Visibilité du ciel par un télescope dans l'hémisphère Nord (ANTARES), à gauche, ou par un télescope au Pôle Sud (à droite).

brouillée par les champs magnétiques inter-stellaires et inter-galactiques. Comment faire dans ces conditions pour identifier les sources de ce rayonnement cosmique, capables d'accélérer des particules jusqu'à des énergies macroscopiques ?

1.2.2 Photons et neutrinos secondaires

Il existe pour cela deux solutions, radicalement différentes, qui reposent toutes deux sur le fait qu'à l'intérieur même de ces sources, ou dans leur environnement très proches, les interactions suivantes vont se

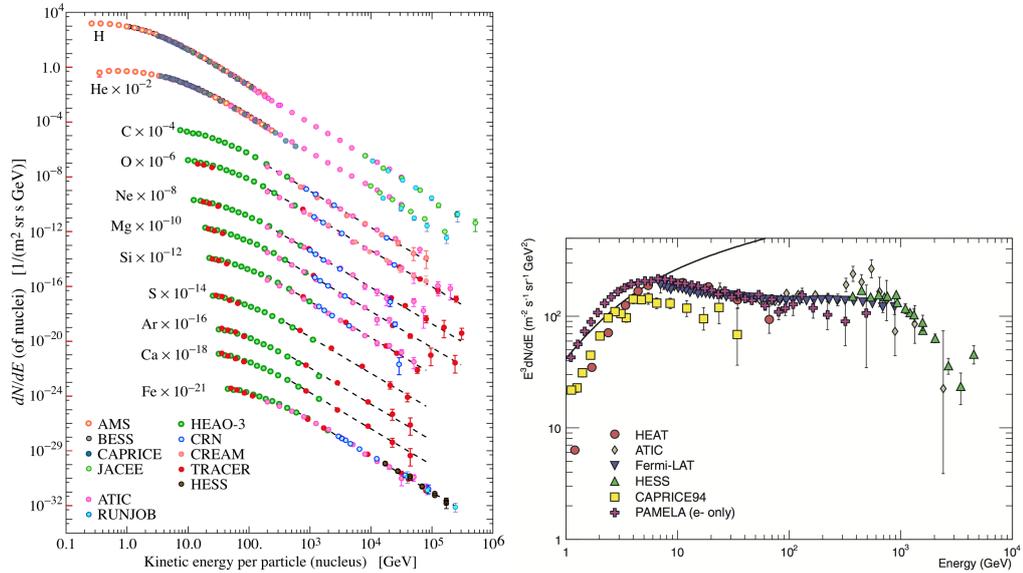


FIGURE 1.6 – Spectre des rayons cosmiques hadroniques mesurés, à gauche. A droite, spectre des électrons cosmiques.

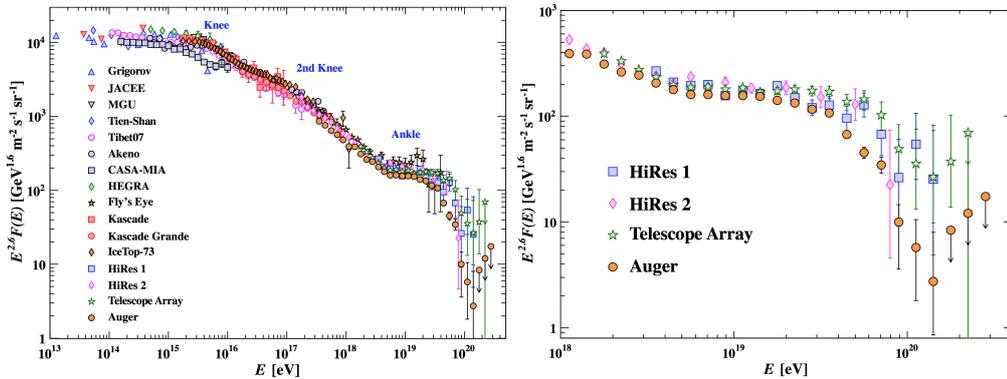
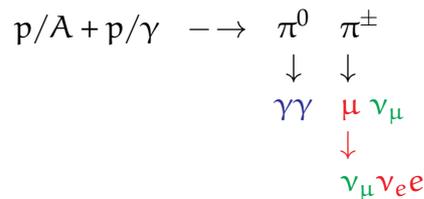


FIGURE 1.7 – Spectre redressé des rayons cosmiques au-delà de 10 TeV, à gauche. A droite, un zoom sur la partie à plus haute énergie.

produire :



— la production de ces hadrons s'accompagne, après interaction

avec le milieu ambiant, de l'émission de photons γ à haute énergie, l'étude des sources astrophysiques de ces photons γ , dans la gamme d'énergie du GeV au TeV, au sol ou dans l'espace, devrait permettre de déterminer quels types d'objets sont responsables de ce rayonnement cosmique. C'est là une preuve indirecte de l'émission de hadrons dans une source astrophysique, mais qui est malheureusement ambiguë : ces mêmes photons gammas de haute énergie peuvent être produits par des processus purement leptoniques, par exemple des électrons accélérés jusqu'à de hautes énergies rayonnant des photons γ par processus synchrotron, ou bien encore des photons de basse énergie acquérant une plus grande énergie lors d'une diffusion compton inverse avec un électron accéléré ;

- l'interaction de ces hadrons primaires produisant des pions chargés, et donc des neutrinos électroniques et muoniques (et donc tauiques après leur propagation entre la source et le détecteur), un télescope à neutrinos devrait pouvoir identifier les sources astrophysiques de ce rayonnement cosmique majoritairement hadronique. L'émission de neutrinos n'étant possible que grâce à la présence de hadrons accélérés jusqu'à de hautes énergies, on a là une preuve directe et non-ambigüe de l'accélération de ces protons et noyaux.

L'utilisation d'un télescope à neutrinos de haute énergie est donc la seule méthode permettant d'identifier de manière univoque les sources du rayonnement cosmique. Bien entendu, la modélisation détaillée des sources γ au GeV – TeV permet aussi, en principe, de déterminer si les photons observés sont produits par des processus hadroniques ou leptoniques. C'est cependant une méthode qui, jusqu'à présent, n'a pas permis d'identifier de manière claire et définitive un accélérateur cosmique hadronique. Quelques indices existent : ainsi, W44 et IC443, deux restes de supernovae, pour lesquels les spectres mesurés, par Fermi-LAT en particulier, semblent compatibles avec des scénarios d'émission hadronique, voir la figure 1.8, tirée de [Ackermann et al., 2013]. Ou encore RXJ 1713-3946, pour laquelle là encore, une production hadronique semble plus compatible avec les observations - voir la figure 1.9, tirée de [Abdo et al., 2011]. Mais ces interprétations font débat, et les mêmes observations permettent à chaque fois des interprétations différentes.

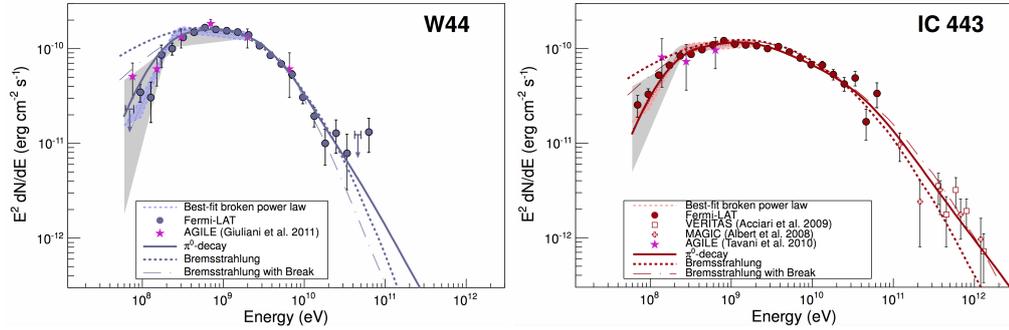


FIGURE 1.8 – Spectres γ de deux sources particulières, montrant une possible production des photons par décroissance du π^0 .

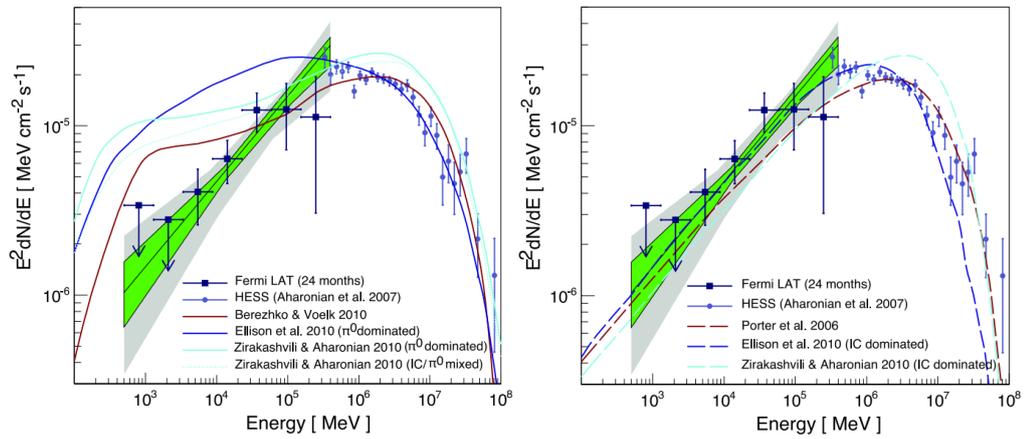


FIGURE 1.9 – Spectres γ RXJ 1713-3946, un reste de supernova, tels que mesurés par Fermi-LAT, avec deux scénarios de production possibles, l'un leptonique (à droite), l'autre hadronique (à gauche).

1.2.3 les télescopes à neutrinos dans le monde

Hormis ANTARES, deux télescopes à neutrinos sont encore aujourd'hui en fonctionnement. Baikal opère depuis le fond du lac du même nom depuis 1998 au moyen d'environ 200 modules optiques répartis sur 8 lignes, entourées de 3 lignes plus espacées pour les plus hautes énergies [BAIKAL, 2009]. Baikal a récemment déployé 3 lignes prototypes d'un détecteur de taille kilométrique, GVD [BAIKAL-GVD, 2013]. Le plus performant est sans conteste IceCube : il est constitué de 86 lignes réparties dans un km^3 de glace du Pôle Sud à des profondeurs situées entre 1500m et 2500m - voir la figure 1.10. IceCube dispose aussi d'un

réseau interne plus dense de 6 lignes, DeepCore [Abbasi et al., 2012], permettant de descendre jusqu'à environ 10 GeV. Il est aussi complété par un réseau de surface de 1km² IceTop [IceCube, 2012], destiné à des études de composition de rayonnement cosmique, et pour des coïncidences avec ICECUBE lui-même, lui permettant de rejeter une partie du bruit de fond descendant.

Une discussion complète des avantages comparés des différents instruments va bien au-delà du contexte de ce document. C'est la longueur d'absorption dans l'eau, de l'ordre de 50m, associée à une diffusion faible (distance caractéristique $\approx 200\text{m}$) qui permet à ANTARES d'obtenir d'aussi bonnes résolutions angulaires. Mais l'eau de mer contient du ⁴⁰K, émetteur β , et des organismes bioluminescents, d'où un bruit de fond optique important. Remarquons aussi que les courants marins provoquent des mouvements des lignes qu'il faut contrôler et suivre en permanence. La glace polaire possède quant à elle des propriétés optiques dégradées, avec $L_{\text{diffusion}} \sim 25\text{m}$, mais une absorption moindre, d'où des résolutions angulaires typiques de quelques degrés ; en outre, même si les sites sont difficiles d'accès, les lignes ne subissent aucun mouvement. Les eaux du lac Baïkal, avec $L_{\text{atténuation}} \sim 20\text{m}$, $L_{\text{absorption}} \sim 15 - 30\text{m}$ et $L_{\text{diffusion}} > 100\text{m}$, permettent d'obtenir des résolutions angulaires de l'ordre du degré, toujours aux plus hautes énergies. Pour finir, notons les localisations géographiques complémentaires d'ANTARES et ICECUBE : ANTARES a accès à l'Hémisphère Sud et à une grande partie du plan galactique, où se situent la plupart des sources observées par HESS en photons du TeV. ICECUBE ne peut éventuellement observer l'intégralité de cette zone du ciel, en particulier le centre galactique, qu'un utilisant des neutrinos descendants, donc de plus haute énergie (typiquement au-delà du PeV).

1.2.4 La découverte d'IceCube

C'est la détection par ICECUBE de l'observation de deux neutrinos d'énergie $> \text{PeV}$ qui marque l'entrée dans l'ère de l'astronomie neutrino à haute énergie. L'analyse de deux ans de données permet de révéler un excès de 4.1σ (28 événements au total) par rapport à une origine atmosphérique des neutrinos détectés [IceCube, 2013]. L'analyse étendue à 3 ans hausse cet excès à 5.7σ pour 37 événements observés [Aartsen et al., 2014]. La majorité de ces événements sont détectés sous forme de cascades (voir la section suivante), soit 28 sur 37. Le flux observé correspond, par saveur de neutrinos à :

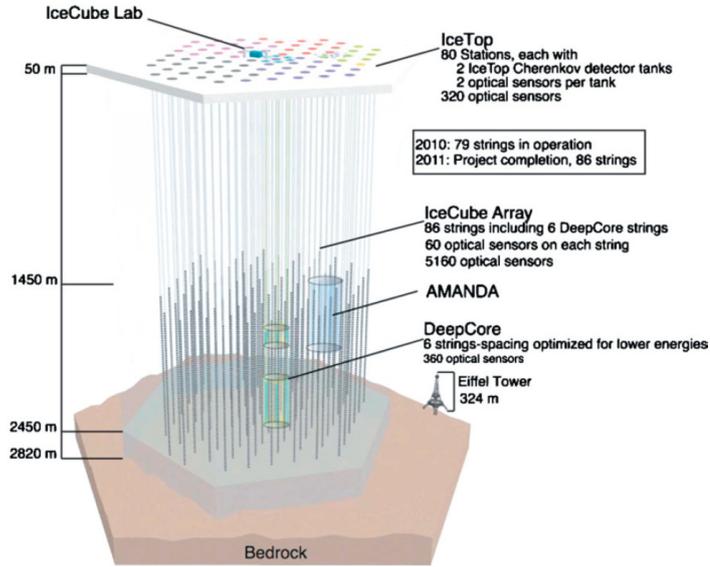


FIGURE 1.10 – Vue schématique du détecteur IceCube au Pôle Sud. Les lignes sont déployées depuis la surface et instrumentée entre 1450m et 2450m ; chaque ligne supporte 60 modules optiques comportant un photomultiplicateur orienté vers le bas. La distance inter-ligne est environ 125m. On voit aussi le prototype que fut AMANDA, l’extension à basse énergie DeepCore, et le réseau de surface IceTop.

$$\Phi = 0.95 \pm 0.3 \times 10^{-8} \text{E}^{-2} \text{GeV.cm}^{-2} . \text{s}^{-1} . \text{sr}^{-1} \quad (1.1)$$

un flux très proche de la limite de Waxman-Bahcall [Waxman and Bahcall, 1999], le flux total maximum de neutrinos provenant de pions chargés calculés à partir du flux total de rayons cosmiques au-delà de 10^{18} eV, si les sources sont optiquement minces.

Une discussion complète des implications de cette découverte va bien au-delà du contexte de ce document. Le lecteur intrigué pourra se rapporter par exemple à [IceCube-Gen2 et al., 2014], [Neronov and Semikoz, 2016] ainsi qu’à [Spurio, 2014] pour quelques éléments sur les contraintes que peut apporter ANTARES sur l’origine de ce signal. En particulier, on retiendra qu’une partie de ce flux cosmique provient de l’hémisphère Sud dans la région du TeV, là où ANTARES peut apporter des contraintes compétitives, étant donnée sa position.

1.2.5 Neutrinos et messagers complémentaires

C'est donc l'étude simultanée des émissions γ à haute énergie et des émissions neutrinos qui peut apporter une réponse définitive à l'origine des rayons cosmiques, en particulier d'ultra-haute énergie. La combinaison de ces différents messagers est indispensable à une compréhension complète des sources astrophysiques.

Cette prise en compte des autres messagers est de plus incontournable pour les télescopes à neutrinos. ICECUBE opérant dans la glace, la diffusion des photons l'empêche, pour le moment, d'atteindre la résolution angulaire suffisante à l'identification des sources individuelles des neutrinos détectés. La taille modeste d'ANTARES ne lui permet pas d'obtenir une statistique comparable à celle d'ICECUBE. Mais la détection simultanée d'un neutrino de haute énergie unique avec des émissions électromagnétiques ou gravitationnelles pendant un événement astrophysique transitoire (sursaut gamma, supernova, par exemple), ou encore la démonstration que les neutrinos détectés proviennent préférentiellement de directions dans lesquelles on trouve un type particulier de sources (systèmes binaires, restes de supernovae) accessibles avec d'autres instruments, seraient toutes autant de preuves de l'origine cosmique de ces neutrinos, et permettraient l'identification de leurs sources astrophysiques. Nous verrons dans la suite comment ANTARES a mis en place de telles analyses multi-messagers.

1.3 Antares et ses résultats importants

ANTARES est le premier télescope sous-marin à neutrinos. Il opère dans sa configuration finale depuis mai 2008 : 885 photomultiplicateurs de 10", couvrant un volume instrumenté de l'ordre de 0.01km^2 , montés sur 12 lignes de près de 400m de hauteur, ancrées à 2500m sous la surface de la mer, à 40km environ des côtes françaises, au large de Toulon. Chaque ligne est constituée de 25 étages de 3 photomultiplicateurs (chaque photomultiplicateur au sein d'un "module optique") orientés vers le bas pour être le plus sensible aux traces de muons montantes, la lumière Cherenkov étant émise avec un angle de l'ordre de 42° (dépendant de l'énergie de la particule et de la longueur d'onde des photons) par rapport à la trace émettrice dans l'eau. Une vue schématique du détecteur est présentée figure 1.11. La figure 1.12 permet de visualiser un module optique ainsi qu'un des étages.

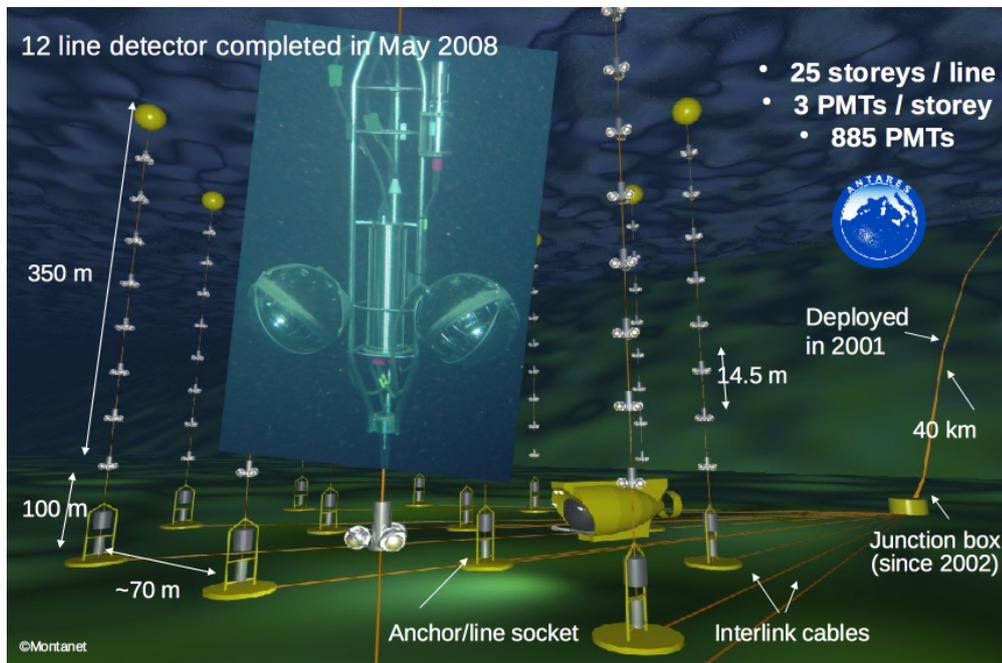


FIGURE 1.11 – Une vue schématique d’ANTARES et de ses 12 lignes, avec un étage constitué de 3 modules optiques.

1.3.1 Performances du détecteur

Les performances d’un télescope peuvent être quantifiées par sa résolution angulaire, sa surface effective, ainsi que sa résolution en énergie, aussi bien pour les événements de type traces (impliquant des neutrinos muoniques) que pour les événements de type cascades (interaction courants chargés des $\nu_{e,\tau}$ ou courants neutres de toutes les saveurs de neutrinos).

Performances pour les traces

La résolution angulaire médiane, c’est-à-dire l’angle médian dans l’espace entre la direction de la trace reconstruite et la direction du neutrino incident, est présentée en fonction de l’énergie du neutrino sur la figure 1.13, dont les graphes sont extraits de [Adrián-Martínez et al., 2012a] : elle est inférieure à 0.5° au-delà de 10 TeV, et sa valeur médiane a été récemment abaissée à 0.38° par une prise en compte précise du comportement des modules optiques. Elle est à comparée aux résolutions supérieures au degrés obtenues par ICECUBE. La surface effective, c’est-à-dire le rapport entre le taux d’événements détectés et le flux de

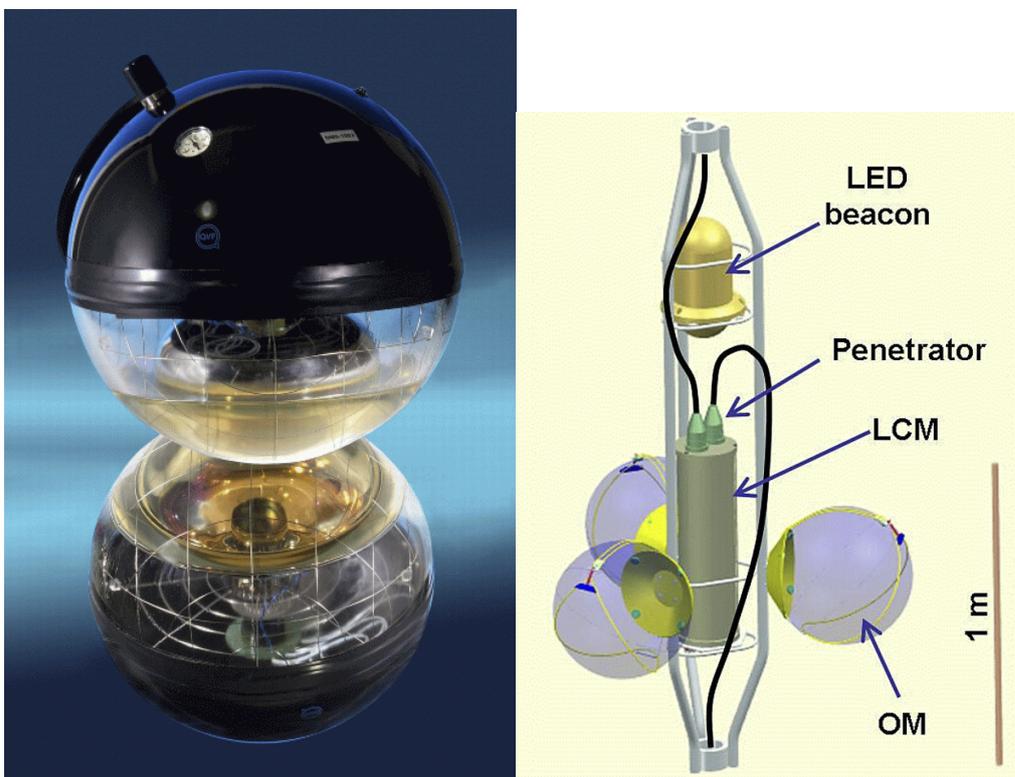


FIGURE 1.12 – A gauche : un module optique d’ANTARES. A droite : vue d’un étage et du *Logical Control Module* comportant l’électronique pour l’étage.

neutrinos incidents, est montrée sur cette même figure, à droite : elle est maximale pour une déclinaison $\delta \in [-90^\circ, -45^\circ]$. Ces résultats dépendent bien entendu de l’indice spectral du spectre incident, ici en E^{-2} .

Les performances en terme de résolution en énergie sont représentées sur la figure 1.14, tirée de [ANTARES, 2013] : des résolutions moyennes $\log_{10} \Delta E \approx 0.45$ sur l’énergie du muon et $\log_{10} \Delta E \approx 0.7$ sur l’énergie du neutrino sont obtenues.

Performances pour les cascades

La surface effective de télescopes comme ANTARES pour les traces est en général bien plus importante que pour les cascades, grâce à la portée du muon à haute énergie. La résolution angulaire est, pour les mêmes raisons, en général en faveur des traces muoniques. Mais détecter des cascades est tout aussi important : les événements considérés

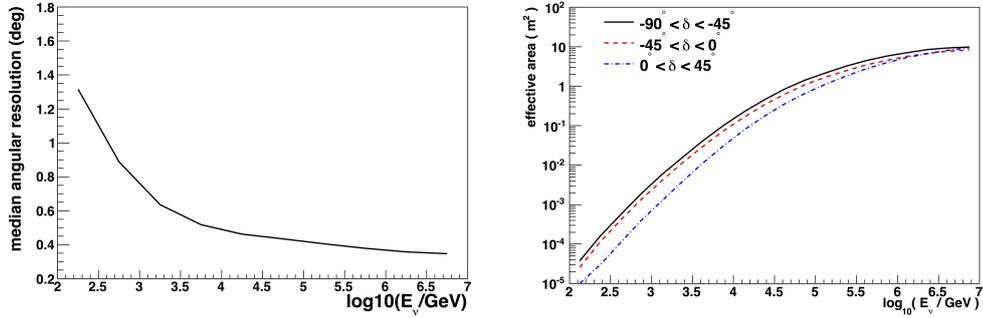


FIGURE 1.13 – A gauche, résolution angulaire médiane d’ANTARES, en degrés. A droite, surface effective résultante. Ces résultats sont obtenus pour un spectre en E^{-2} .

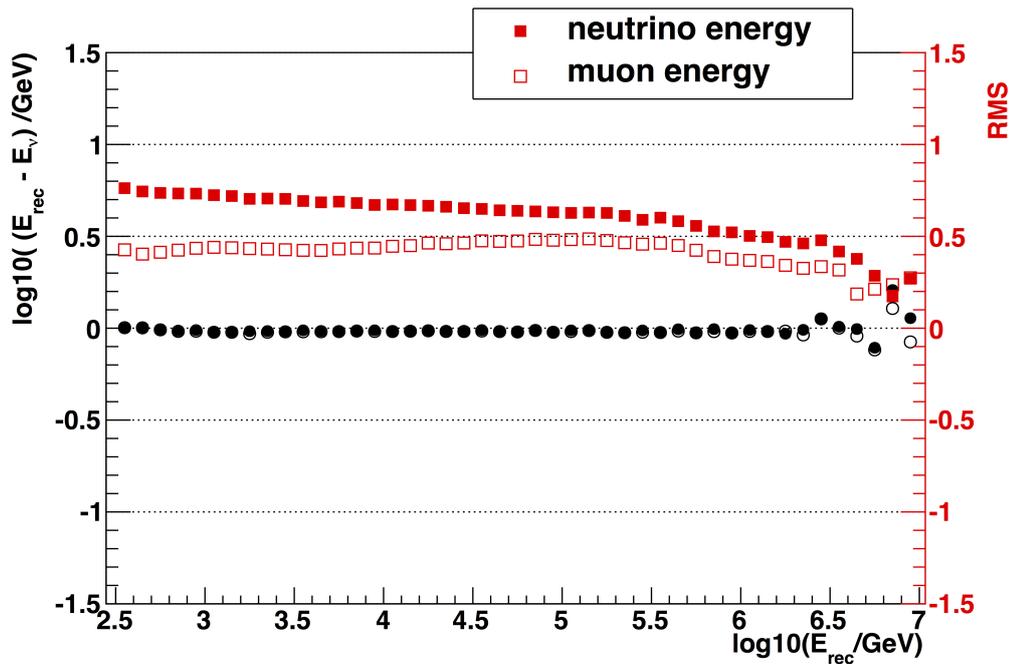


FIGURE 1.14 – Stabilité de la moyenne (noir) et évolution de la dispersion de la différence entre énergie reconstruite et réelle en fonction de l’énergie reconstruite, pour le muon ou pour le neutrino.

sont plus facilement distingués du bruit de fond des muons atmosphériques, et l’énergie déposée dans le détecteur est plus fortement corrélée à l’énergie du neutrino primaire. Ce sont ces avantages qui ont per-

mis à ICECUBE de mettre en évidence le flux diffus annoncé en 2013. Ce n'est que récemment qu'ANTARES a appliqué à une recherche de sources ponctuelles une reconstruction dédiée aux cascades, grâce au développement d'un nouvel algorithme permettant d'obtenir une résolution de l'ordre de 3° jamais atteinte auparavant. La résolution sur l'énergie, dans l'intervalle 10 – 300 TeV est de l'ordre de 5%. En-dessous de 10 TeV, la résolution diminue à cause du nombre décroissant de photons détectés, alors qu'au-dessus de 300 TeV, la lumière émise sature l'ensemble du détecteur. Les résolutions angulaires et en énergie pour cette topologie d'événement sont représentées dans la figure 1.15, extraite de [ANTARES, 2015].

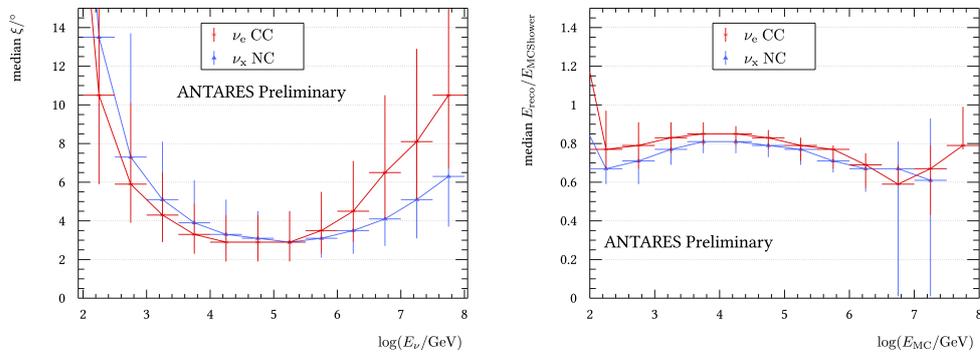


FIGURE 1.15 – Pour les cascades, résolution angulaire (à droite), et en énergie (à gauche) obtenue dans ANTARES récemment.

Les résultats récents d'ANTARES sont présentés dans plusieurs contributions aux conférences ICRC 2013 [ANTARES, 2013] et ICRC 2015 [ANTARES, 2015] : nous en présentons ici un résumé sélectif.

1.3.2 Recherche de sources ponctuelles ou étendues

Le canal principal de recherche de sources astrophysiques de neutrinos de haute énergie est la recherche d'un excès de muons énergétiques produits par l'interaction de ν_μ autour du détecteur. Le taux important de muons descendants atmosphériques restreint cette recherche à des sources sous ou quelques degrés au-dessus l'horizon. Le fond principal est donc le flux de neutrinos atmosphériques et les quelques muons atmosphériques mal reconstruits. C'est la longueur de diffusion importante dans l'eau qui permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 0.38° sur la direction du neutrino primaire pour un spectre en E^{-2} à haute

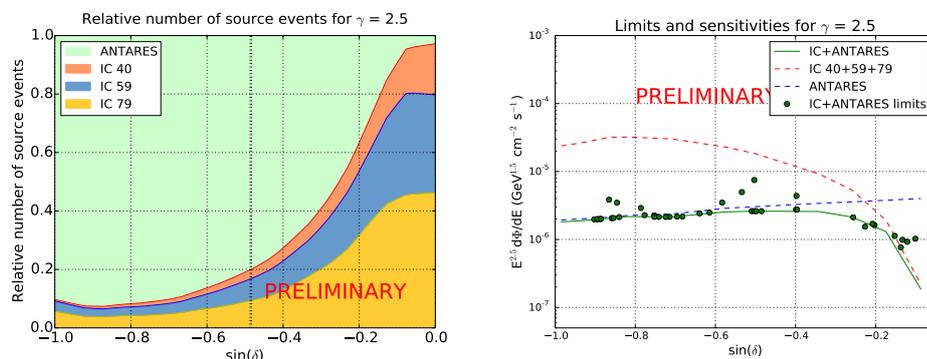


FIGURE 1.16 – A gauche : contribution respective de chaque lot de données à l’analyse ANTARES-ICECUBE. A droite : sensibilités (lignes) ou limites (points) pour un flux en $E^{-2.5}$ avec ANTARES (bleu), ICECUBE (rouge), ou pour l’analyse combinée (vert).

énergie, résolution testée en recherchant l’ombre de la lune [ANTARES, 2015]. La sensibilité pour des sources situées dans l’Hémisphère Sud est donc excellente, comme on va le voir. L’ensemble des tous derniers résultats est disponible dans [ANTARES, 2015]¹.

Recherche jointe avec IceCube

Des données d’ANTARES, récoltées entre janvier 2007 et décembre 2012 ont été combinées avec les données ICECUBE prises entre avril 2008 et mai 2011 en une seule analyse. La fraction d’événements astrophysique potentiellement présents dans chaque lot de données est représentée sur la figure 1.16 pour un spectre en $E^{-2.5}$ qui reproduit le mieux le signal d’ICECUBE. On voit la contribution potentiellement non-négligeable d’ANTARES pour $\delta < 15^\circ$. Sur tout le ciel austral, l’analyse combinée améliore les résultats de chaque expérience prise individuellement, démontrant la complémentarité des deux instruments.

Contraintes sur l’origine des événements HESE d’IceCube

Après la découverte d’ICECUBE, il a été proposé que l’accumulation d’événements HESE² près de $\delta = -29^\circ$ [Aartsen et al., 2014] pourraient

1. voir aussi <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html> pour une liste complète des publications ANTARES.

2. HESE : High Energy Starting Events, événements descendants initiés par des neutrinos de plus hautes énergies, avec une trace débutant dans le détecteur.

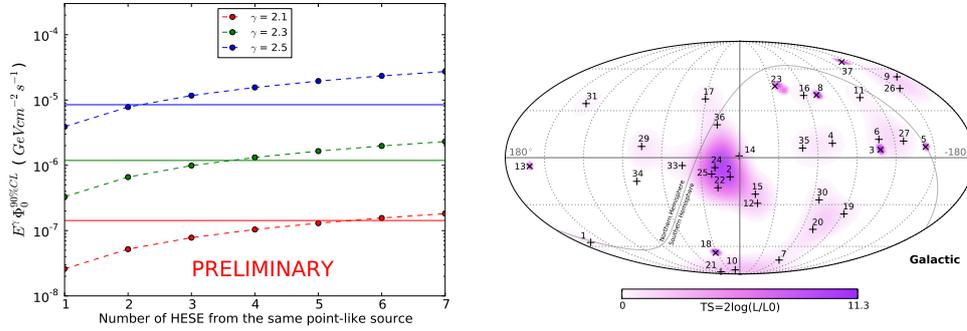


FIGURE 1.17 – Limites d’ANTARES (lignes pleines) à 90% de niveau de confiance sur la contribution de sources ponctuelles aux événements HESE d’IceCube pour différents indices spectraux et une source à $\delta = -29^\circ$, correspondant au léger excès observé par IceCube, comparées au flux nécessaire pour produire un nombre donné d’événements HESE.

être dus à une unique source ponctuelle - source ponctuelle impossible à mettre en évidence par l’expérience en raison de sa résolution angulaire insuffisante. La non-détection par ANTARES d’une source ponctuelle dans cette région du ciel a permis de contraindre le flux de la source potentielle en fonction de son indice spectral, comme montrée dans la figure 1.17. L’indice spectral reproduisant le mieux les données étant $\Gamma = -2.5 \pm 0.09$, ces résultats prouvent qu’une unique source ponctuelle possédant cet indice particulier ne peut être à l’origine de plus de 2 de ces HESE.

Recherche autour du plan galactique

L’interaction des rayons cosmiques de notre galaxie avec le milieu inter-stellaire produit des pions et donc des neutrinos. Des preuves directes de ces processus sont fournies par les observations de Fermi-LAT du fond diffus galactique γ . Il faut aussi noter que le nombre d’événements HESE d’ICECUBE pour $E > 100\text{TeV}$ dans cette direction est semble-t-il compatible avec le flux observé dans le domaine γ , comme montré sur la figure 1.18. Une recherche de neutrinos provenant de la région du plan galactique a donc été conduite, avec $|l| < 40^\circ$ et $|b| < 3^\circ$, qui n’a révélé aucun excès significatif. Cela permet d’exclure à 90% l’hypothèse d’une simple relation 1-1 entre le flux de γ et le flux de neutrinos provenant du plan galactique.

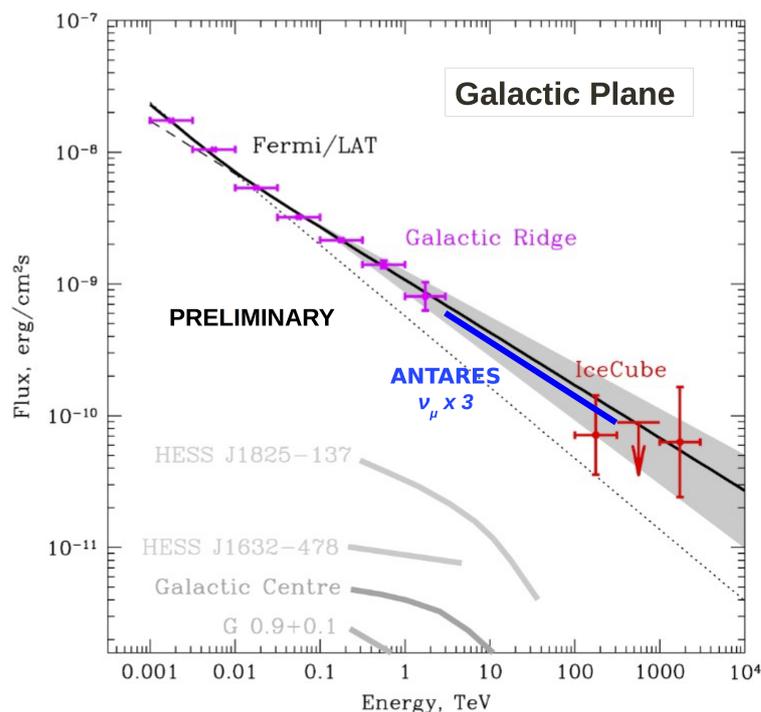


FIGURE 1.18 – Flux γ détecté par Fermi-LAT en direction du plan galactique (rose), et le flux correspondant aux événements d’ICECUBE dans cette direction, comparés aux limites incluant toutes les saveurs obtenues par ANTARES (bleu).

Signal en provenance des bulles de Fermi

Les bulles de Fermi, dont on peut voir une représentation sur la figure 1.19 [Su et al., 2010], sont des zones d’émission γ étendues en dehors du plan galactique, dont on pense qu’elles pourraient être des sites d’accélération de rayons cosmiques hadroniques - d’où des neutrinos par interactions $p - p$ [Lunardini et al., 2015]. La recherche de neutrinos en provenance de ces régions reposent sur une méthode *ON - OFF* : un excès d’événements des directions correspondantes par rapport à des zones de couverture angulaire équivalente mais non coïncidentes avec les bulles est recherché. Différents spectres ont été considérés ainsi que différentes coupures en énergie. Les résultats pour un spectre en $E^{-2.18}$, reproduisant le spectre proton le plus probable en $E^{-2.25}$ obtenu à partir des observations γ sont représentés sur la même figure 1.19. Un léger excès correspondant à 1.9σ est observé dans la zone "source", toujours compatible avec le bruit de fond.

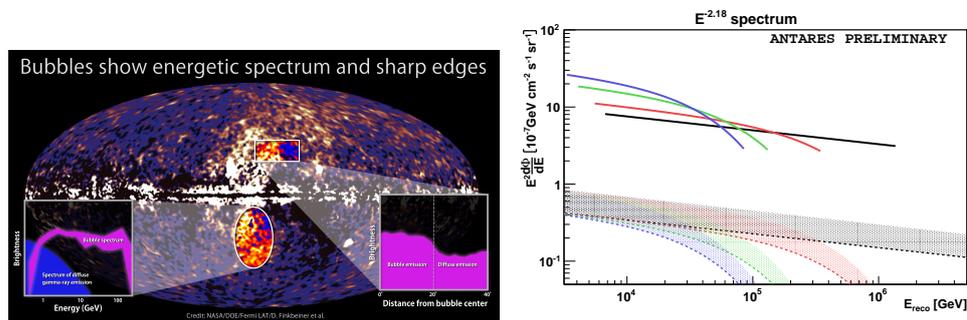


FIGURE 1.19 – A gauche : les "bulles" d'émission γ vues par Fermi. A droite : limites à 90% C.L. (lignes pleines) sur un flux de neutrino en provenance de ces zones, comparées aux prédictions théoriques (régions colorées) pour différentes coupures en énergie, à 500 TeV, 100 TeV, 50 TeV, ou sans coupure (noir).

1.3.3 Recherches multi-messagers

L'identification des sources du flux de neutrinos détecté par ICECUBE n'est pas chose aisée. Hormis la recherche d'un excès à haute énergie (mise en évidence d'un flux diffus, comme l'a fait ICECUBE), ou la mise en évidence d'une accumulation dans une direction particulière, justifiée par des motivations (astro)physiques, la dernière solution est de chercher des corrélations spatiales et/ou temporelles avec des événements astrophysiques transitoires, détectés par des instruments sensibles à différentes longueurs d'onde du spectre électromagnétique ou même à des messagers non-photoniques (ondes gravitationnelles par exemple) au sol ou dans l'espace.

Noyaux Actifs de Galaxies et binaires X

Les Noyaux Actifs de Galaxie (ou AGN) sont de potentielles sources de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, par la puissance du jet relativiste créé par le système trou noir supermassif - disque d'accrétion qui l'entoure (voir la figure 1.20). Les Blazars, en particulier, ces AGN avec le jet pointant vers la ligne de visée, sont parfois sujets à d'intenses périodes d'activité, les *flares*, qui dominent le ciel γ extra-galactique tel qu'observé par Fermi-LAT.

En utilisant des observations multi-longueurs d'onde, la collaboration TANAMI a remarqué que plusieurs blazars brillants étaient situés dans la boîte d'erreur à 50% des directions reconstruites pour les deux

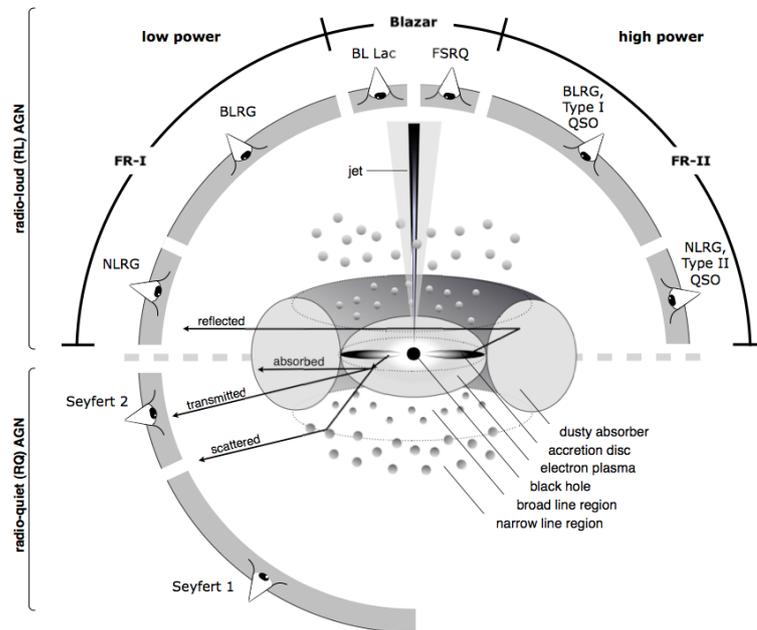


FIGURE 1.20 – Vue schématique d’un AGN et des différentes appellations du même phénomène suivant l’angle sous lequel il est observé.

événements au PeV détectés par ICECUBE (IC14 et IC20) [ANTARES, 2015]. ANTARES a rapporté l’observation de candidats neutrinos dans les directions correspondants aux 2 blazars les plus brillants proches de IC20, observation compatible avec des fluctuations du bruit de fond. Mais l’absence de candidats dans la direction de IC14 permet d’exclure un flux $E^{-\Gamma}$ d’indice spectral $\Gamma < 2.4$ comme origine de cet événement particulier. Par ailleurs, l’événement de plus haute énergie d’ICECUBE (« Big Bird », IC35) a été détecté pendant un puissant flare de PKS B1424-418, dans la boîte d’erreur à 50% d’IC35. ANTARES n’a observé qu’un seul événement à moins de 5° de cet AGN, quand trois étaient attendus pour le bruit de fond.

Dans une autre analyse, ANTARES a recherché des neutrinos en coïncidence avec 41 flares de blazars rapportés par Fermi-LAT et 7 flares observés par des imageurs Cherenkov atmosphériques au sol HESS, MAGIC et VERITAS (pour des γ au-delà du TeV) . Les résultats pour la source 3C279 sont montrés sur la figure 1.21.

Les binaires X sont une classe d’étoiles binaires très lumineuses dans le domaine des photons X, voir la figure 1.22. Ces photons seraient rayonnés par la matière accrétée depuis l’étoile donneuse (une étoile

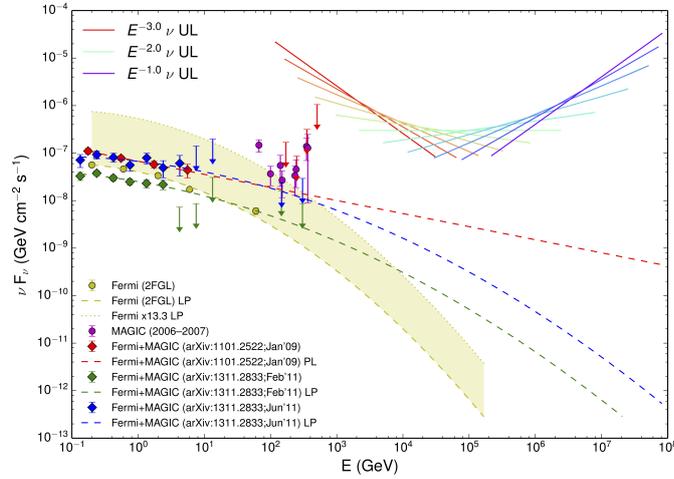


FIGURE 1.21 – Limites sur le flux de neutrinos provenant du blazar 3C279 pour plusieurs indices spectraux, comparées aux observations (points) et aux extrapolations à haute énergie des spectres mesurés par Fermi et d'autres instruments au sol (tirets).

relativement normale) vers l'étoile accrétante, compacte : naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir. Ces systèmes sont dits "de basse masse" ou "de haute masse", en fonction de la masse de l'étoile donneuse. Des jets ont été mis en évidence par des observations radios dans quelques cas, et pour trois d'entre eux, des mesures spectroscopiques ont révélé des lignes de fer et de nickel, démontrant la présence de hadrons. Un total de 34 binaires observées en X ou en γ , certaines d'entre elles étant des microquasars, ont été observées par ANTARES pendant leurs périodes de plus intense activité. Les résultats pour deux d'entre elles sont représentés sur la figure 1.23 : dans le cas de GX 339-4, les modèles les plus optimistes, pour lesquels le rapport proton/électron est égal à 100, peuvent être exclus par la non-observation d'ANTARES.

Sursauts gammas

Dans le modèle de la boule de feu (voir la figure 1.24), les émissions électromagnétiques observées pendant ces courtes et intenses bouffées de photons γ , sont produites par le rayonnement synchrotron et la diffusion Compton inverse d'électrons accélérés dans les chocs internes du jet relativiste. La détection de neutrinos en provenance de ces sursauts

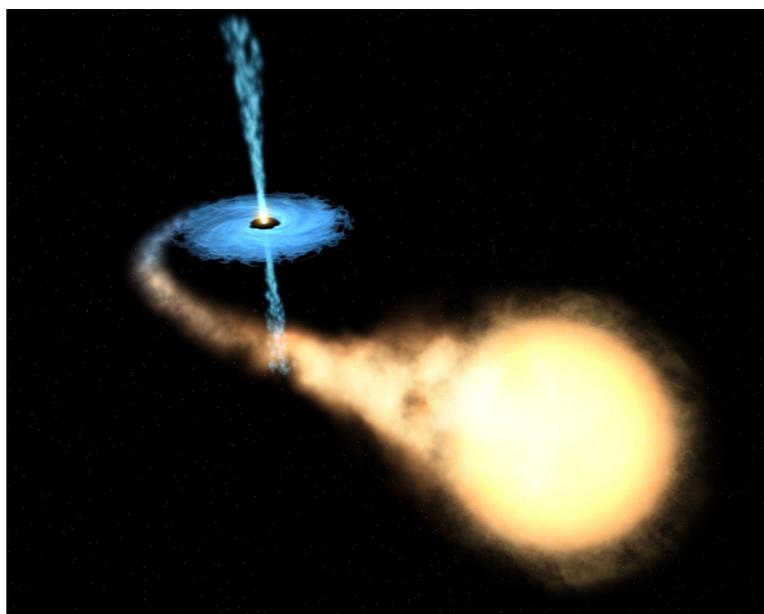


FIGURE 1.22 – Vue d’artiste d’une binaire X.

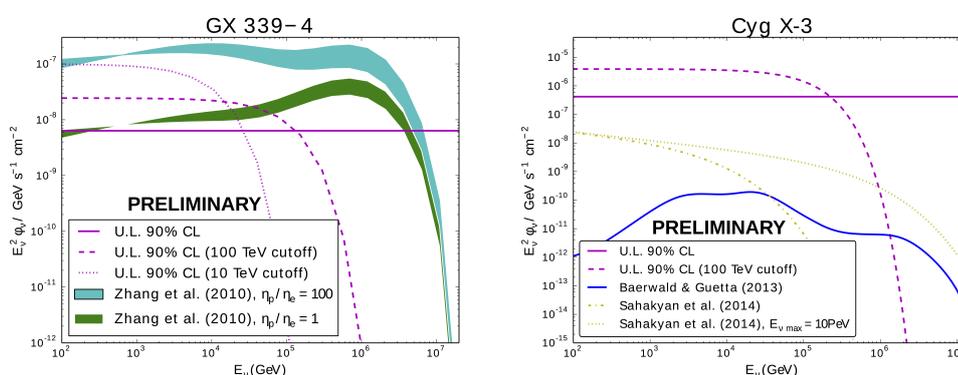


FIGURE 1.23 – A gauche : limites supérieures sur le flux de neutrino pour la binaire GX 339-4 avec ou sans coupure à 100 TeV, comparées à des estimations théoriques pour des indices spectraux entre 1.8 et 2, et un rapport proton/électrons = 1 ou 100. A droite, limites pour Cyg X-3 avec et sans coupure à 100 TeV, comparées à des estimations théoriques.

gammas prouverait la présence de hadrons accélérés dans ces mêmes jets.

ANTARES a ainsi recherché de tels neutrinos de haute énergie, en se basant sur deux modèles d’émissions différents [ANTARES, 2015] :

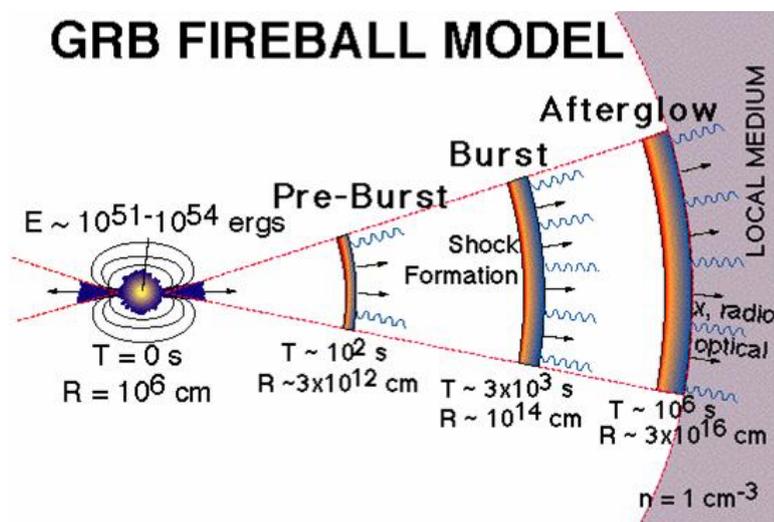


FIGURE 1.24 – Le modèle de la boule de feu pour les sursauts gammas.

NeuCosmA, qui prend en compte la section efficace complète de l'interaction protons - photons ambiants et tous les processus associés, et un modèle « photosphérique », dans lequel des neutrinos sont émis plus près du moteur central, là où le jet relativiste est encore opaque aux photons. Pour chaque modèle, le signal attendu est simulé sursaut par sursaut et la réponse du détecteur et le bruit de fond sont modélisés en utilisant les conditions exactes de prises de données au moment du sursaut considéré.

L'analyse basée sur NeuCosmA a été appliquée à un total de 296 sursauts observés entre 2007 et 2011, sans corrélation significative. En outre, deux sursauts particuliers, GRB110918A, tout particulièrement énergétique, et GRB130427A, particulièrement proche, ont fait l'objet d'une analyse dédiée ; aucun neutrino en coïncidence n'a été détecté, mais cette non-observation a permis de contraindre certains paramètres du jet relativiste, son facteur de Lorentz et son contenu baryonique. Cette analyse a de plus été modifiée pour prendre en compte de possibles effets de violations de l'invariance de Lorentz qui retarderaient l'arrivée des neutrinos du TeV par rapport aux photons du GeV. Les résultats obtenus pour ces deux GRBs spécifiques sont présentés sur la figure 1.25.

Suivis optiques et X

Le programme TAToO (« Telescopes-ANTARES Target of Opportunity ») réalise la reconstruction en temps réel des événements muo-

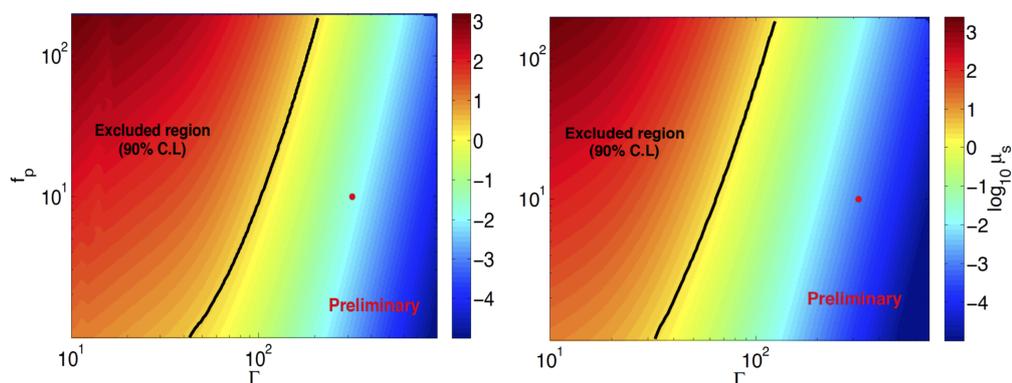


FIGURE 1.25 – Nombre de neutrinos attendus en fonction de Γ , facteur de Lorentz du jet, et f_p la charge baryonique (ou rapport proton/électrons) pour GRB110918A (à gauche) et GRB130427A (à droite). La ligne noire indique la région exclue par ANTARES à 90% de niveau de confiance, et le point rouge indique les valeurs habituelles des paramètres pour des sursauts longs.

niques. Si l'événement a une énergie estimée importante (de l'ordre de 100 TeV) ou si plusieurs traces de muons sont observées dans une fenêtre de temps très courte en provenance de directions proches, une alerte est envoyée à des télescopes optiques robotisés et au télescope Swift-XRT. L'objectif est ici de rechercher une éventuelle contrepartie électromagnétique à un candidat neutrino de haute énergie.

La génération de l'alerte ne prend que quelques secondes tandis que le suivi optique ou X peut en général débuter après des durées de l'ordre de 20s à 1 heure respectivement. Un total de 150 suivis optiques et 7 suivis X ont ainsi été réalisées depuis 2010 (pour l'optique) ou 2013, dont 42 et 7 ont été analysés - sans contrepartie optique ou X détectée. Pour chacune de ces alertes, l'association éventuelle avec un sursaut gamma peut être testée, en se basant sur les courbes de lumière rémanente typiques en optique et X. Ainsi, dans le cas d'observations optiques rapides (moins d'une minute après le neutrino), une association avec un sursaut gamma peut être rejetée avec une probabilité proche de 90% en cas de non-observation. Pour les suivis X, une origine liée à un sursaut peut être rejetée à 70% si les observations sont faites dans les 2 heures suivant l'alerte neutrino.

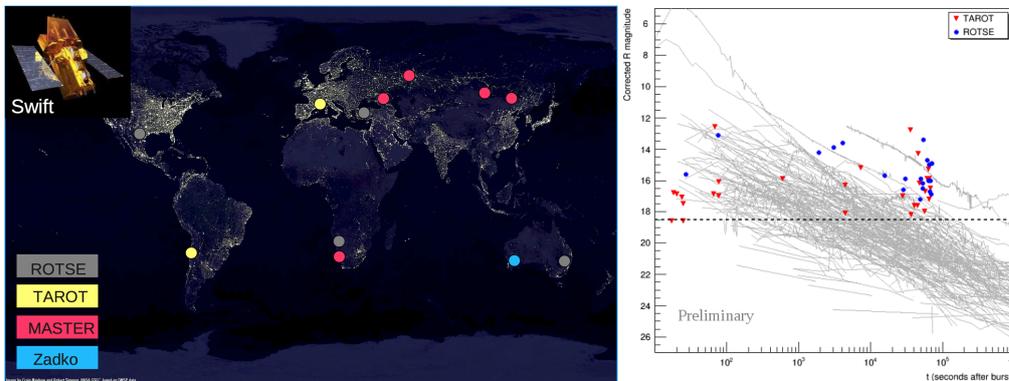


FIGURE 1.26 – A gauche : télescopes utilisés dans TAToO. A droite : magnitudes limites et retards à l’observation pour les suivis optiques d’alertes neutrinos par ROTSE et TAROT, comparés aux courbes de lumière typiques de sursauts gammas obtenus par des télescopes optiques.

1.4 Un télescope kilométrique : KM3NeT

ANTARES prendra des données jusqu’à fin 2016, pendant que le déploiement de KM3NeT, la prochaine génération de télescopes à neutrinos en Méditerranée, commence. L’expérience KM3NeT a été pensée comme une infrastructure de recherche sous-marine multi-sites. Elle est composée de deux détecteurs complémentaires : ORCA, pour les basses énergies, sera déployé sur le site français de Toulon, non loin du site ANTARES, tandis qu’ARCA, pour les hautes énergies, sera situé sur le site italien, au large de la Sicile (Capo Passero). Les figures 1.27 et 1.28 permettent de visualiser ces deux détecteurs et leur composant essentiel, le Module Optique Digital (ou DOM).

ARCA consistera en deux blocs de détection de 115 lignes chacun, constituées de 18 multi-photomultiplicateurs digitaux, contenant chacun 31 photomultiplicateurs. Les blocs seront séparés de 10km, et déployés à 3500m sous l’eau, durant la phase 2 du déploiement. ORCA consiste en un bloc unique de 115 lignes, de configuration plus dense. Alors que l’objectif d’ARCA est l’identification des sources du signal découvert par IceCube, celui d’ORCA est de déterminer la hiérarchie de masses neutrinos. Une présentation plus précise des buts et performances actuelles d’ORCA sera faite dans la dernière partie de ce document.

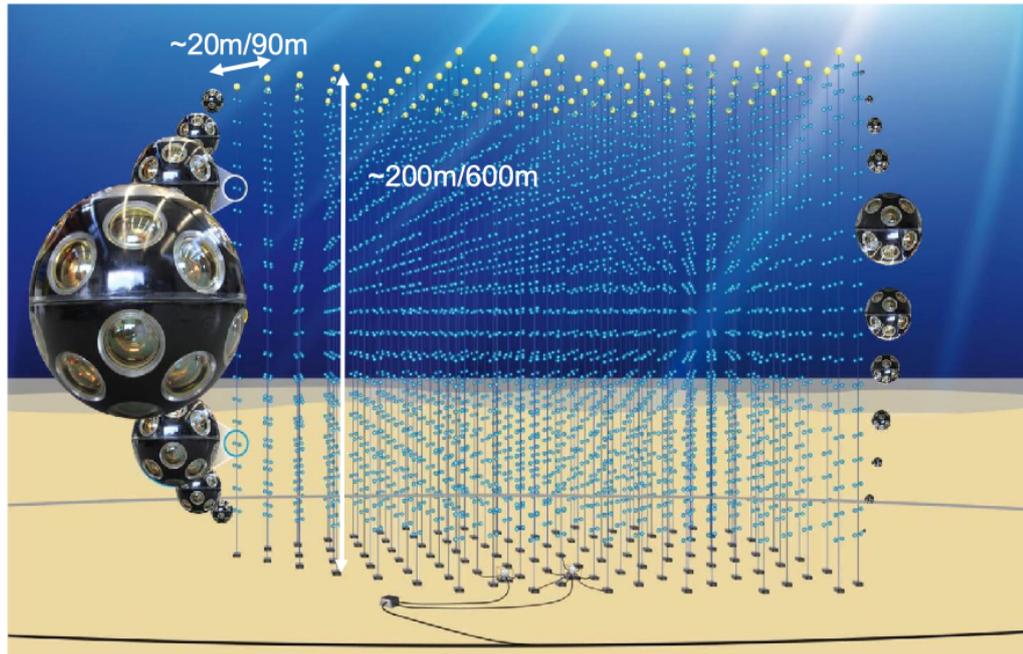


FIGURE 1.27 – Les Unités de Détection de KM3NeT. La structure est la même dans ARCA ou ORCA, seules changent les dimensions inter-étages et inter-lignes.

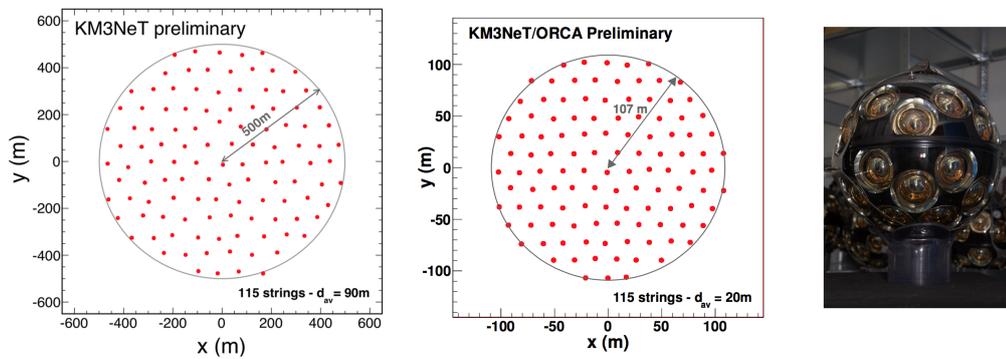


FIGURE 1.28 – Géométrie d'ARCA (haute énergie) à gauche, d'ORCA (au milieu), et vue d'un Module Optique Digital (DOM) utilisé dans KM3NeT.

1.4.1 Etat de l'art

KM3NeT est actuellement dans la Phase 1 de production et de déploiement, qui consiste à apporter la preuve de la faisabilité de ce réseau

de détecteurs sous-marins. Commencée en Janvier 2014 et d'un coût de 31Me, elle se conclura par le déploiement de 24 lignes de détection du type ARCA et de 7 lignes de détection sur le site français, dont 6 de type ORCA. La Phase 2 (115 lignes ORCA et 2×115 lignes ARCA), quant à elle, n'est pas encore financée.

Les procédures de tests des photomultiplicateurs et de déploiement des lignes sont en place, et des instruments dédiés à l'étalonnage en temps, aux mesures des paramètres environnementaux et au positionnement acoustique, ont été développés. Le système d'acquisition est en place sur le site italien, tandis que le câble électro-optique et la boîte de jonction permettant la connection des lignes ont été déployés sur le site français.

Plusieurs prototypes ont été testés : un DOM fut déployé sur le site d'ANTARES en 2013, et une unité de détection prototype avec 3 DOM prend des données en continu depuis 2014 sur le site italien. Pour plus de détails, on peut se référer à [KM3NeT, 2014] et [KM3NeT, 2015]. La figure 1.29 montre ainsi l'excellente compréhension que nous avons du comportement des modules optiques digitaux.

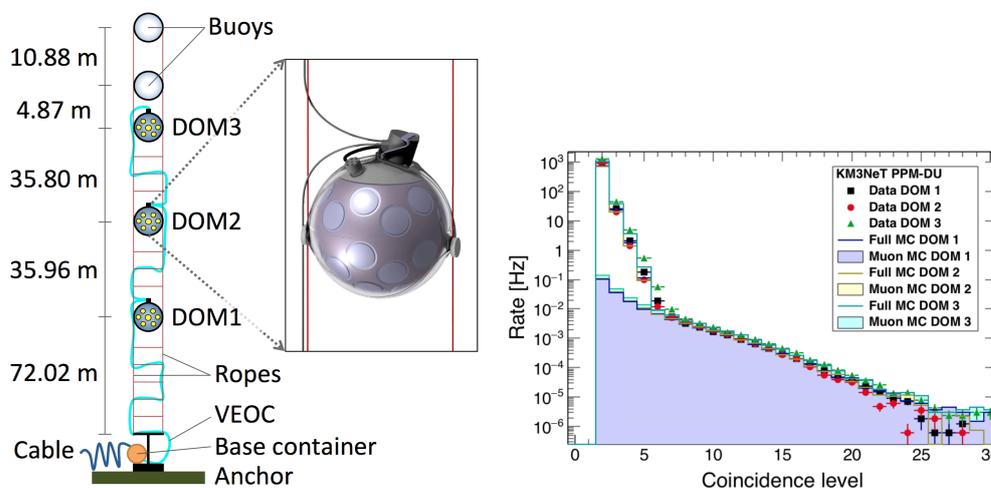


FIGURE 1.29 – A gauche : vue schématique de la ligne de détection prototype déployée sur le site italien. A droite : comparaison données/Monte-Carlo des taux de coïncidences entre photomultiplicateurs d'un même DOM.

La première unité de détection complète a été récemment assemblée et testée. Elle sera prochainement déployée sur le site italien. Avant la fin

2017, elle sera accompagnée de 30 autres unités sur le site haute énergie en Italie, et 7 unités sur le site français.

1.4.2 Performances d'ARCA

Le volume instrumenté total d'ARCA sera comparable à celui d'ICECUBE. Sa position dans l'hémisphère Nord ainsi que son excellente résolution angulaire lui permettront d'étudier les sources potentielles du signal d'ICECUBE, par exemple les restes de supernovae comme RXJ 1713 (détection à 3σ en 4 ans si l'émission est 100% hadronique) ou les nébuleuses à vent de pulsars comme Vela X (3σ en 2 ans sous les mêmes conditions).

Les performances en terme de résolution angulaire sont résumées dans la figure 1.30 : on attend environ 0.25° au-delà de 30 TeV pour les ν_μ , contre 1.5° pour les ν_e .

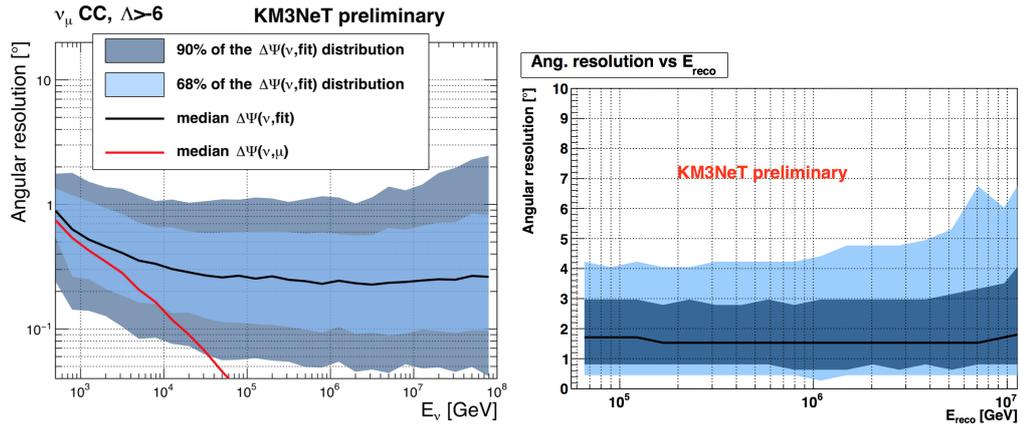


FIGURE 1.30 – A gauche : résolution angulaire pour les muons. A droite : pour les neutrinos électrons. En noire, la valeur médiane, ou à 68% et 90%, de l'angle entre les direction réelle et reconstruite.

Les performances attendues pour la recherche de sources ponctuelles ou pour la mise en évidence d'un flux diffus sont représentées sur la figure 1.31. Il faudra typiquement moins d'une année de prise de données à ARCA pour (re-) découvrir le signal d'ICECUBE. Bien entendu, des analyses multi-messagers, du type de celles décrites dans les paragraphes précédents, seront aussi mises en place.

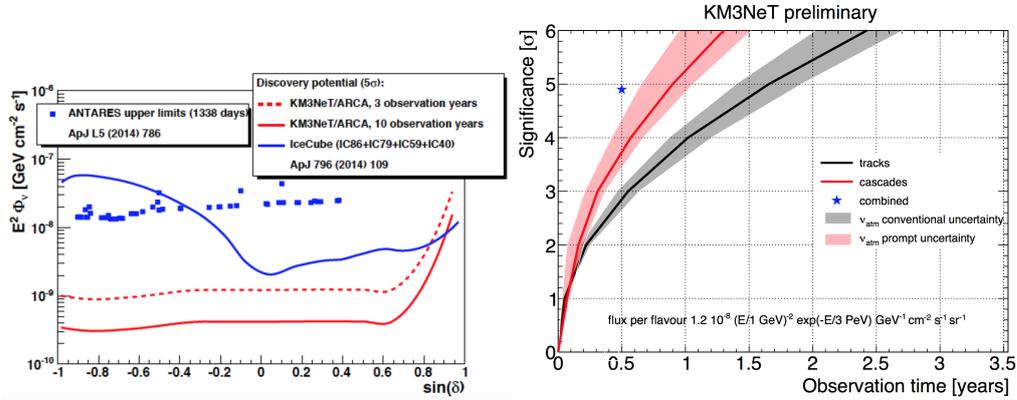


FIGURE 1.31 – A gauche : flux de découverte à 5σ pour un spectre en E^{-2} après 3 et 10 ans d’opération. A droite : signification attendue en fonction du temps pour un flux correspondant à celui découvert par ICECUBE.

1.5 Un avertissement

Cette rapide introduction à la physique des télescopes à neutrinos permettra de mieux comprendre les travaux présentés dans les parties suivantes. L’**Epoque I** (2002-2008) traitera de certains aspects de la bioluminescence et de sa stimulation telle qu’elle a pu être étudiée dans ANTARES, ainsi que de ma participation à la conception et aux tests en laboratoire ou *in situ* de l’électronique frontale de l’expérience. L’**Epoque II** (depuis 2006) résumera mon implication dans la mise en œuvre et la supervision des recherches d’émissions coïncidentes d’ondes gravitationnelles et de neutrinos de haute énergie, en utilisant les données prises par ANTARES et VIRGO/LIGO. Enfin, l’**Epoque III** (depuis 2012) présentera l’autre facette de KM3NET, le télescope ORCA, dédié à la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos, ainsi que ma récente contribution à son étude de faisabilité. La conclusion présentera mes projets de recherche à moyen et long terme dans ce domaine.

Epoque I

Antares : Aspects pluridisciplinaires

Etude de la bioluminescence stimulée

LES DONNÉES RÉCOLTÉES AVEC LES PREMIÈRES LIGNES de mesures autonomes ou prototypes ont rapidement révélé, dès le début des années 2000, une activité bioluminescente bien supérieure à ce qui était attendu aux profondeurs d'ANTARES.

La ligne « Démonstrateur » (1999-2000) a été la toute première de ces lignes ancrées au sol du site d'ANTARES [Kouchner, 2001], puis la « Prototype Sector Line » (1 secteur regroupant 5 étages) puis la *Mini-Instrumentation Line*, à partir de 2003, avant la MILOM (mini-instrumentation line portant des modules optiques) à partir de 2005 [ANTARES, 2006] et finalement la première ligne [ANTARES, 2009]. S'ajoutent à ces détecteurs ancrés au fond marin des lignes réduites portant différents instruments, déployées en mer pendant de plus ou moins longues périodes de temps, avant d'être récupérées. Toutes ces données sont venues confirmer cette haute activité bioluminescente, semblant être corrélée avec vitesse et direction du courant marin.

L'objectif de l'étude résumée ici a été de comprendre les comportements observés, afin, éventuellement, d'en réduire les effets néfastes, pour que les prises de données avec les premières lignes dédiées à la physique, à partir de 2006 jusqu'à la complétude de l'instrument en 2008, se déroule dans les meilleures conditions possibles. L'ensemble des résultats liés à la bioluminescence, dont certains ne sont pas mentionnés ici, ont été obtenus entre 2002 et 2006.

Sommaire

1.1	Introduction	42
1.1.1	Bioluminescence	42
1.2	Ligne de base et taux de flashes	42
1.3	Stimulation de la bioluminescence	44
1.3.1	Observations en laboratoire avec du phytoplancton	45
1.4	Modèle de stimulation pour ANTARES	48
1.4.1	Traînée et coefficients de traînée	49
1.4.2	Conditions de l'écoulement sur le site ANTARES	49
1.4.3	Une estimation du cisaillement	50
1.4.4	Taux de comptages et vitesses du courant	50
1.4.5	Comprendre les résultats de tests en mer	52
1.5	Application à la Ligne Secteur Prototype	52
1.5.1	Ligne de Base et Fraction de Flashes	53
1.6	Bioluminescence et vitesse du courant	54
1.6.1	Ligne de Base	55
1.6.2	Fraction de flashes	56
1.6.3	Une rédefinition de l'activité bioluminescente	56
1.6.4	Conclusions	59
1.7	La MILOM : vers une description complète de la bioluminescence	59
1.7.1	Stimulation par la structure du détecteur	60
1.7.2	Une description dynamique de la bioluminescence	68
1.8	Perspectives : CUBA et KM3NET	71

1.1 Introduction

Tout processus producteur de lumière est une source potentielle de bruit de fond pour un télescope sous-marin comme ANTARES. Au-delà de quelques centaines de mètres, l'eau de mer est complètement opaque à la lumière reçue en surface. La production de lumière naturelle se fait ici essentiellement par bioluminescence et par rayonnement Cherenkov des produits issus de la radioactivité naturelle, en majorité la désintégration du potassium 40. C'est le bruit de fond optique, par opposition au bruit de fond physique, produits par les rayons cosmiques.

1.1.1 Bioluminescence

Par bioluminescence, on entend la propriété qu'ont certains organismes d'émettre de la lumière par réaction chimique. Chez la plupart des espèces, la production de lumière se fait sous forme de flashes lumineux de courtes durées. Dans le cas des bactéries, l'émission semble systématiquement continue. Il faut noter que le phytoplancton n'atteint pas les profondeurs d'ANTARES, et que les organismes que l'on peut trouver dans sa proximité immédiate sont donc exclusivement constitués de zooplancton. Les effets de la bioluminescence sur un télescope sous-marin sont décrits dans [Priede et al., 2008] en particulier.

1.2 Ligne de base et taux de flashes

Malgré le faible nombre d'organismes bioluminescents à la profondeur d'ANTARES, le taux de bioluminescence est tout de même important. Mais la bioluminescence, processus gourmande en énergie, n'est que rarement spontanée et résulte sans aucun doute en majorité de l'interaction des organismes émetteurs avec le détecteur, impacts directs ou réaction aux changements des conditions de l'écoulement.

On distingue deux contributions significativement différentes au bruit de fond optique dû à la bioluminescence, que l'on peut voir sur la figure 1.1 :

- une composante continue à moyen terme, qui se traduit au niveau des modules optiques par un taux de comptage variant de quelques dizaines à quelques centaines de kHz, et variant sur des échelles de temps de l'ordre de quelques heures à quelques jours ;

- une composante intermittente, constituée de flashes de lumières, de quelques centaines de kHz à plusieurs MHz, durant typiquement quelques secondes.

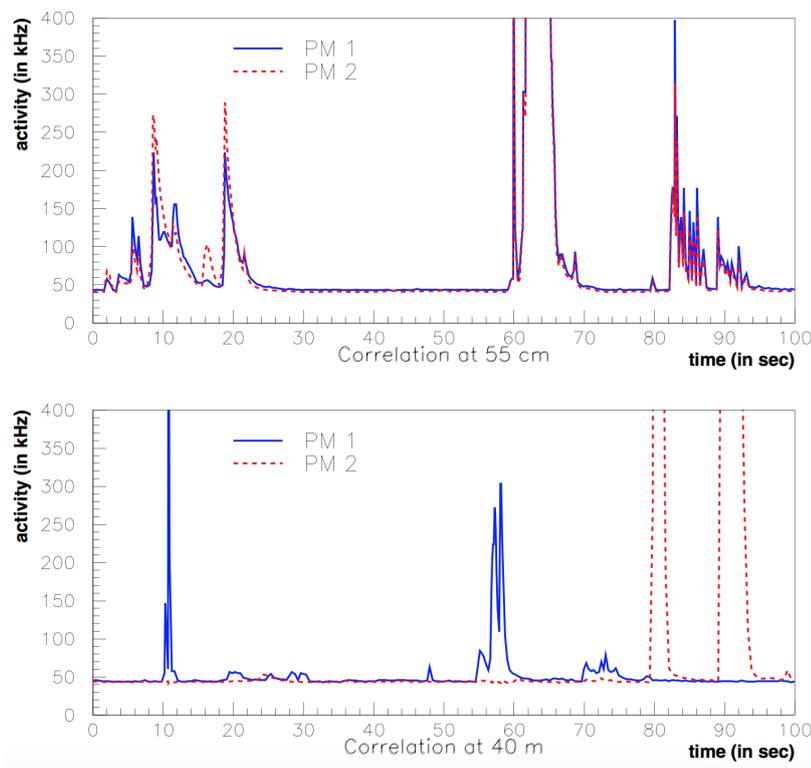


FIGURE 1.1 – Exemple de taux de comptage pour des modules optiques (en bleu et rouge) séparés de 0.55m et 40m. On note la ligne de base à laquelle s’ajoute des flashes lumineux.

La composante continue, ou ligne de base, affecte en général le détecteur de manière uniforme, ce qui laisse supposer une origine microscopique. Elle a été historiquement calculée de plusieurs manières, présentées sur la figure 1.2. La composante intermittente est quant à elle circonscrite à un étage, voire à un module optique. S. Ferry [Ferry, 2004], sous ma supervision pour une partie de sa thèse, a en particulier étudié ces corrélations entre modules optiques pour ces deux composantes, ainsi que les périodicités dues aux marées et au courant Ligurien présent dans la zone d’ANTARES. Cette composante intermittente a toujours été caractérisée par un taux ou fraction de flashes, défini comme étant soit la fraction du temps de prise de données avec un taux de comptage des modules optiques dépassant un seuil de l’ordre de 200 kHz, soit la

fraction du temps au-delà de 1.2 fois la ligne de base. Cela a compliqué quelque peu nos études lorsque les données brutes n'étaient pas disponibles, puisque des activités optiques mesurées à différentes périodes ont pu être décrites avec des définitions différentes de la ligne de base et de la fraction de flashes.

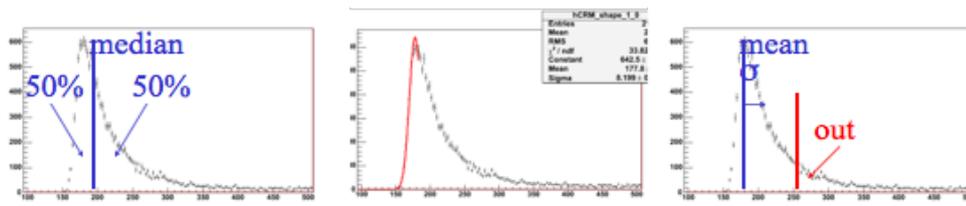


FIGURE 1.2 – Procédures de détermination de la ligne de base due à la bioluminescence.

La figure 1.3 présente les taux de comptage moyens (en bleu) et médians (en rouge) enregistrés pendant 6 mois en 2009.

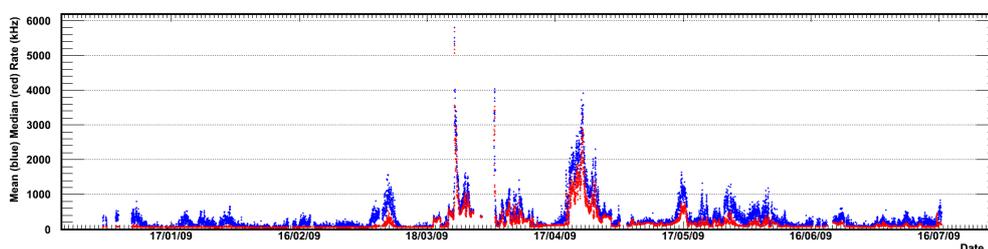


FIGURE 1.3 – Evolution des taux de comptage moyens et médians en 2009 enregistrés par ANTARES.

1.3 Stimulation de la bioluminescence

La stimulation de la bioluminescence dans un écoulement est fréquemment observée autour de bateaux en mer, et autour des corps de poissons et de dauphins en train de nager. Ce phénomène a aussi été reproduit en laboratoire avec du phytoplancton, pour étudier les mécanismes de l'émission elle-même, mais aussi pour visualiser les conditions hydrodynamiques de l'écoulement. Un exemple de visualisation d'écoulement est reproduit sur la figure 1.4.

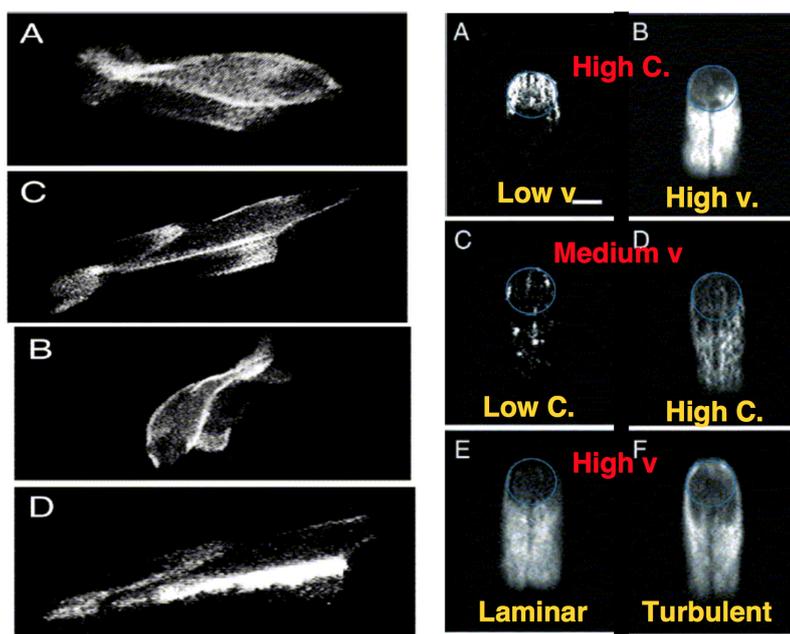


FIGURE 1.4 – Des exemples de bioluminescence stimulée.

En s'appuyant sur les études de biologistes et de mécaniciens des fluides, l'objectif est ici de pouvoir modéliser le comportement des organismes bioluminescents autour de la structure de l'instrument immergé.

1.3.1 Observations en laboratoire avec du phytoplancton

La plupart, sinon toutes, des expériences étudiant la stimulation de la bioluminescence dans un écoulement liquide ont été réalisées avec du phytoplancton. Cette catégorie de plancton est absente du site d'ANTARES à cause de sa profondeur et de l'absence de lumière, mais nous avons considéré, suite à des discussions avec des biologistes, que ces résultats pouvaient être étendus au zooplancton présent sur le site.

Approche de Latz

Les principaux résultats dans ce domaine ont été obtenus par [Latz et al., 1999, Rorh et al., 2002], qui ont étudié la bioluminescence dans un conduit (voir la figure 1.5). Le but de l'expérience était de savoir si la turbulence est nécessaire pour obtenir une stimulation. Ils observèrent ainsi que le paramètre essentiel qui détermine la stimulation est la contrainte de cisaillement τ défini de la manière suivante :

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial r}, \quad (1.1)$$

qui a les dimensions d'une pression (N.m^{-2}), et qui décrit la friction entre l'écoulement et les parois du conduit dans le cas de l'expérience - ou entre l'écoulement et les sphères/la structure d'ANTARES dans notre cas.

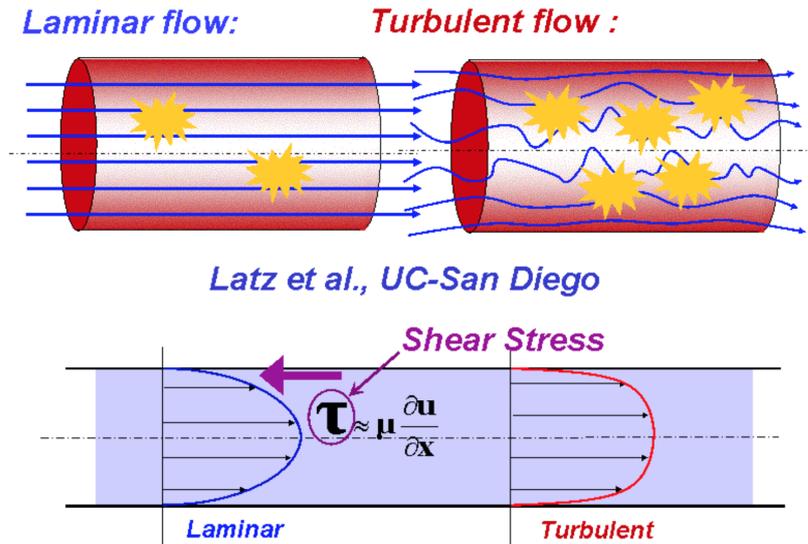


FIGURE 1.5 – Expériences menées par Latz et al..

Dans ces expériences, l'intensité moyenne émise par la population de cellules lumineuses est enregistré en fonction du cisaillement. Les résultats obtenus sont les suivants :

1. un effet de seuil est observé, i.e. pour des cisaillements inférieurs à 0.1N/m^2 , l'intensité mesurée est compatible avec celle qui serait observée si le conduit était infini, ou, dans notre cas, si ANTARES n'était pas présent ;
2. une augmentation en loi de puissance, pour τ dans l'intervalle $[0.1;1]\text{N/m}^2$, avec un indice n qui augmente avec la concentration (typiquement $n \sim 2$ à basse concentration, et $n \sim 5$ à haute concentration). Ceci explique que pour une espèce donnée des variations saisonnières de bioluminescence soient observées. Cet indice est de l'ordre de 1 pour un écoulement turbulent ;
3. Une augmentation moins rapide de l'intensité, voire une saturation, pour des cisaillements au-delà de 1N/m^2 .

Cette augmentation de l'intensité moyenne n'est pas dû à une augmentation de l'amplitude maximale de chaque flash lumineux, ni à une augmentation du nombre de flashes émis par chaque cellule, mais plutôt à une augmentation du nombre de cellules réagissant à la stimulation. En d'autres termes, plus statistiques, la lumière émise augmente à cause d'une augmentation de la probabilité de stimulation pour une cellule donnée. C'est une approche similaire qui a été adoptée par une équipe de Marseille [Cussat-Legras et al., 2003].

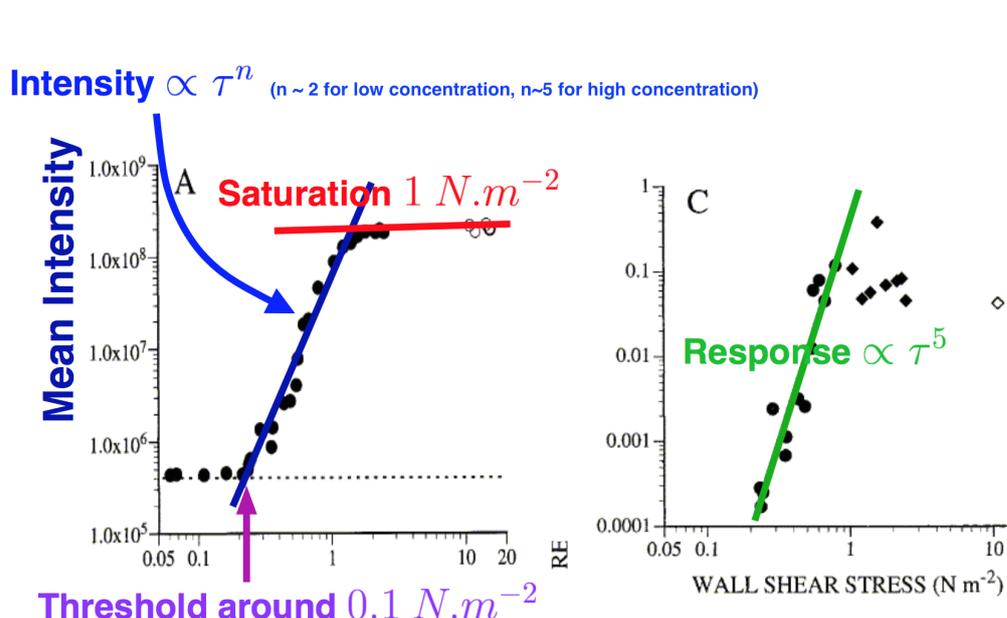


FIGURE 1.6 – Intensité vs contrainte de cisaillement, d'après Latz et al.

Approche de Le Gal

[Cussat-Legras et al., 2003, Cussat-Legras and Le Gal, 2004] ont étudié la bioluminescence dans un écoulement de Couette (entre deux cylindres en rotation). Dans leurs conditions d'écoulements, différentes, ils trouvèrent que la turbulence est nécessaire pour obtenir la stimulation, et qu'il n'y a pas un unique seuil de déclenchement en cisaillement pour toutes les cellules, mais plutôt une distribution gaussienne de seuils. Finalement, l'intensité qui est mesurée est proportionnelle à l'intégrale de cette gaussienne, comme montré sur la figure 1.7, qui peut être effectivement approchée par une somme de loi de puissance, comme observé par [Latz et al., 1999].

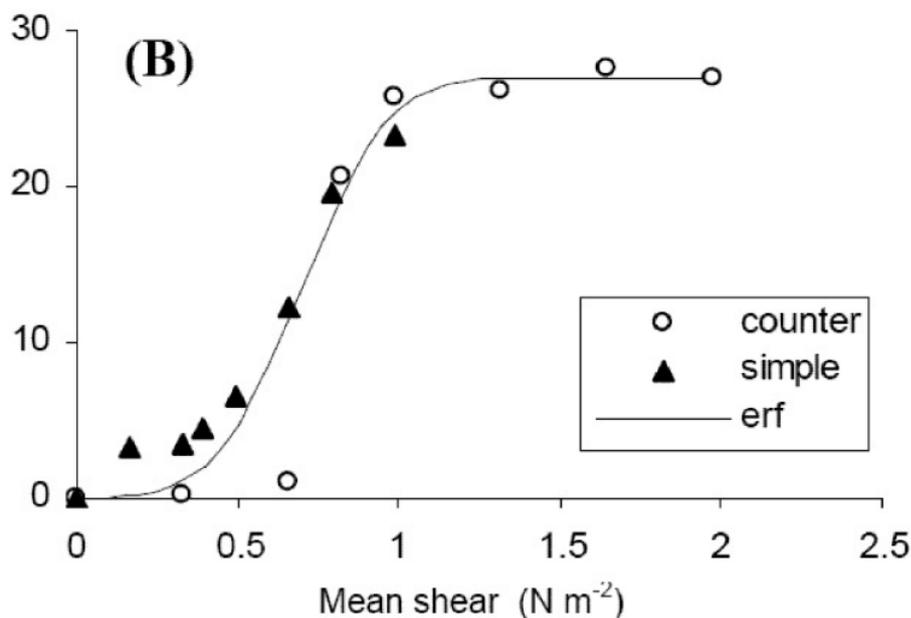


FIGURE 1.7 – Intensité vs contrainte de cisaillement, d’après Le Gal et al. Une fonction correspondant à l’intégrale d’une gaussienne a été ajustée.

Au bout du compte, si l’appareil n’est pas assez sensible, ce qui sera observé sera un effet de seuil, suivi d’une augmentation en loi de puissance et d’une saturation.

Dans cette approche, les variations saisonnières pour une espèce donnée de cellules bioluminescentes sont expliquées par l’amplitude maximum de la distribution gaussienne, à cause de la différence de concentration. Les deux intégrales résultantes sont très similaires, avec une variation plus rapide pour les hautes concentrations entre 0.1 et 1N/m². Le même seuil et la même saturation seront observées expérimentalement.

1.4 Modèle de stimulation pour Antares

L’application des résultats de ces observations expérimentales au cas d’ANTARES n’est pas triviale : une compréhension exhaustive des caractéristiques de l’écoulement et de la distribution du cisaillement autour des sphères d’ANTARES nécessiterait des simulations hydrodynamiques complètes en trois dimensions. En outre, les conditions de l’écoulement sont quelque peu différentes : le flot est limité à un tube ou entre deux

cylindres et le cisaillement est évalué sur les parois dans les expériences mentionnées, alors que dans le cas qui nous intéresse, le flot est infini et le cisaillement doit être estimé près de la surface de l'objet immergé.

1.4.1 Traînée et coefficients de traînée

La manière la plus simple d'estimer un cisaillement moyen autour des sphères d'ANTARES, et, plus généralement, autour de toute partie du détecteur, est de calculer la force de traînée de l'objet, qui représente la force exercée sur le fluide par un objet :

$$D = \iint \tau dS \approx \bar{\tau} \cdot S \quad (1.2)$$

La force de traînée peut à son tour être utilisée pour calculer le coefficient de traînée :

$$C_d = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho u^2 A} \approx \frac{\bar{\tau} \cdot S}{\frac{1}{2}\rho u^2 A} \Rightarrow \bar{\tau} \approx \frac{C_d}{2} \rho u^2 \frac{A}{S} \quad (1.3)$$

où u est la vitesse du courant marin, et A est la section de l'objet dans l'écoulement. Ce coefficient est assez bien connu pour une forme et un nombre de Reynolds Re donné, où Re est caractéristique des conditions de l'écoulement.

1.4.2 Conditions de l'écoulement sur le site Antares

Etant donnés les échelles de longueur et de vitesse ($R \sim 0.5\text{m}$ pour les sphères et $u \sim 1 - 20\text{cm/s}$), le nombre de Reynolds sur le site ANTARES est :

$$Re = \frac{\rho u R}{\mu} \approx 3500 \times \left(\frac{u}{1\text{cm/s}} \right) \gg 1 \quad (1.4)$$

d'où un écoulement turbulent et un coefficient de traînée pour une sphère constant de l'ordre de $C_d \sim 0.5$. Pour un cylindre, tels que les tubes constituant les supports des modules optiques, ou les containers des *Logical Control Module* accueillant l'électronique, $C_d \sim 1.2$ pour ces mêmes conditions.

1.4.3 Une estimation du cisaillement

Le cisaillement dépend donc seulement de la géométrie de l'objet immergé. On peut alors l'estimer pour les deux composants essentiels d'ANTARES, sphères et cylindres.

Cas sphérique

Le cisaillement moyen autour d'une sphère peut être écrit :

$$\bar{\tau} \approx \frac{1}{2} \rho u^2 A C_d \frac{A}{S} = 6.2 \times 10^{-3} \left(\frac{u}{1 \text{cm/s}} \right)^2 = C_d^{\text{eff}} u^2 \quad (1.5)$$

Le seuil de cisaillement provoquant la stimulation étant de l'ordre de 0.1N/m^2 , on obtient un seuil en vitesse de l'ordre de 4cm/s , et une saturation autour de 12cm/s , correspondant à 1N/m^2 .

Cas cylindrique

Pour une stimulation autour d'un cylindre, ce cisaillement moyen devient :

$$\bar{\tau} \approx \frac{1}{2} \rho u^2 A C_d \frac{A}{S} = 1.9 \times 10^{-2} \left(\frac{u}{1 \text{cm/s}} \right)^2 = C_d^{\text{eff}} u^2 \quad (1.6)$$

Dans ce cas, on obtient un seuil $\approx 2 \text{cm/s}$ et une saturation pour 8cm/s .

Courants marins sur le site Antares

On remarquera que les vitesses seuils et de saturation obtenues sont similaires aux vitesses de courant mesurées sur le site ANTARES (courant Ligurien), avec une vitesse moyenne de l'ordre de 5cm/s - voir la figure 1.8 [Adrián-Martínez et al., 2012b].

1.4.4 Taux de comptages et vitesses du courant

Ces considérations nous permettent de prévoir les variations d'intensité lumineuse produite par le plancton. On s'intéresse ici aux régimes transitoires, c'est-à-dire les émissions sporadiques et brèves émises par le plancton, par opposition à la composante continue de la bioluminescence, pour lesquelles aucune étude n'a pu être trouvée. Cependant, les biologistes s'accordent à dire que cette composante est provoquée par des bactéries, qui seraient insensibles aux stimulations de toute sorte.

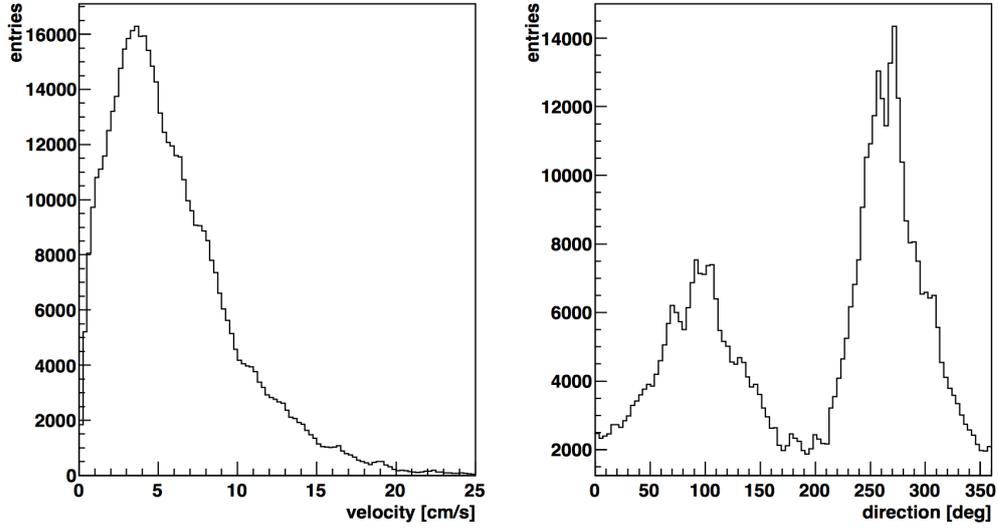


FIGURE 1.8 – Vitesse et direction du courant, mesurés en 2009. On remarque les directions liées au courant Ligure : Est, 90° et Ouest (270°).

On s'attend donc à une fraction de flashes (définie comme le pourcentage de temps pendant lequel le taux de comptage est supérieur à 1.2 fois la ligne de base, obtenue par un ajustement gaussien des taux de comptages les plus bas) proche de zéro pour $u \lesssim 4$ cm/s (pas de stimulation), une augmentation polynomiale suivi d'une saturation pour $u \gtrsim 10$ cm/s.

Pour toute quantité I liée à l'émission de lumière dûe à une espèce donnée de plancton sujet à la stimulation, le comportement attendu sera donc décrit par :

$$I(\tau) = LB + A \times \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\tau_0}{\sigma\sqrt{2}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{\tau - \tau_0}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right), \quad (1.7)$$

expression qui peut être réécrite en fonction de la vitesse, étant donnée la relation $\tau = C_d^{\text{eff}} u^2$. Le terme "LB" désigne la ligne de base, correspondant au cas non-stimulé. A est quant à lui un terme proportionnel à la concentration de cellules dans l'écoulement.

Chaque espèce est donc caractérisée par un seuil de cisaillement moyen τ_0 , et une dispersion σ . Pour une population hétérogène de différentes espèces de cellules, le comportement observé sera une somme de fonction erf de valeur moyenne τ_i et de dispersion σ_i .

1.4.5 Comprendre les résultats de tests en mer

Cette modélisation permet de mieux comprendre les mesures obtenues lors des tests en mer 1.6 et suivants effectués entre 1997 et 1999, comme montrés sur la figure 1.9 [Amram et al., 2000] :

- une fraction de flashes proche de zéro pour de faibles vitesses de courant, compatible avec un seuil d'excitation entre 2 et 4 cm/s ;
- une augmentation en loi de puissance (ici un polynôme de degré 2), qui est aussi compatible avec un comportement en erf ;
- des variations saisonnières - mais les données ne permettent de pas de dire si ces variations sont dues à un changement dans la concentration pour la même espèce bioluminescente, ou à un changement dans les espèces impliquées dans la stimulation ;

Comme on peut le voir, aucune saturation n'a été mise en évidence. Cependant, pendant la campagne d'avril 1997, pour laquelle nous avons pu avoir accès aux données réduites, un comportement compatible avec une saturation a été observée pour $u \gtrsim 10$ cm/s. Cela indiquerait une stimulation autour des sphères (saturation vers 10-12 cm/s). La mesure disponible est l'activité biologique, ou pourcentage de temps au-dessus de 250kHz. Cette quantité est bien proportionnelle à la quantité de flashes dans les données, si la composante continue de bioluminescence est bien indépendante de la vitesse du courant, et tant que l'intensité maximum d'un flash ne dépend pas elle-même du courant.

Sur ces données réduites qu'on peut voir sur la figure 1.10, la fonction suivante a été ajustée :

$$I(u) = A \times \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\tau_0 n_\sigma}{(1 - \tau_0) \sqrt{2}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{(C_d^{\text{eff}} u^2 - \tau_0) n_\sigma}{(1 - \tau_0) \sqrt{2}} \right) \right) \quad (1.8)$$

L'ajustement obtenu, donne $C_d^{\text{eff}} \sim 7 \times 10^{-3}$, $\tau_0 \sim 0.5$, $n_\sigma \sim 1.5$, avec des incertitudes de l'ordre de 20%, ce qui est compatible avec une stimulation autour d'une sphère ($C_d^{\text{eff}} \sim 7 \times 10^{-3}$).

1.5 Application à la Ligne Secteur Prototype

La Ligne Secteur Prototype (PSL) fut déployée en Décembre 2002, et connectée à la boîte de jonction en mars 2003 ; elle prit des données pendant environ 4 mois, avant d'être récupérée en Juillet 2004. Malheureusement, les vitesses de courant ne furent pas disponibles pendant toute la période de prise de données. Elle était constituée de 5 étages, constituant un secteur de ligne.

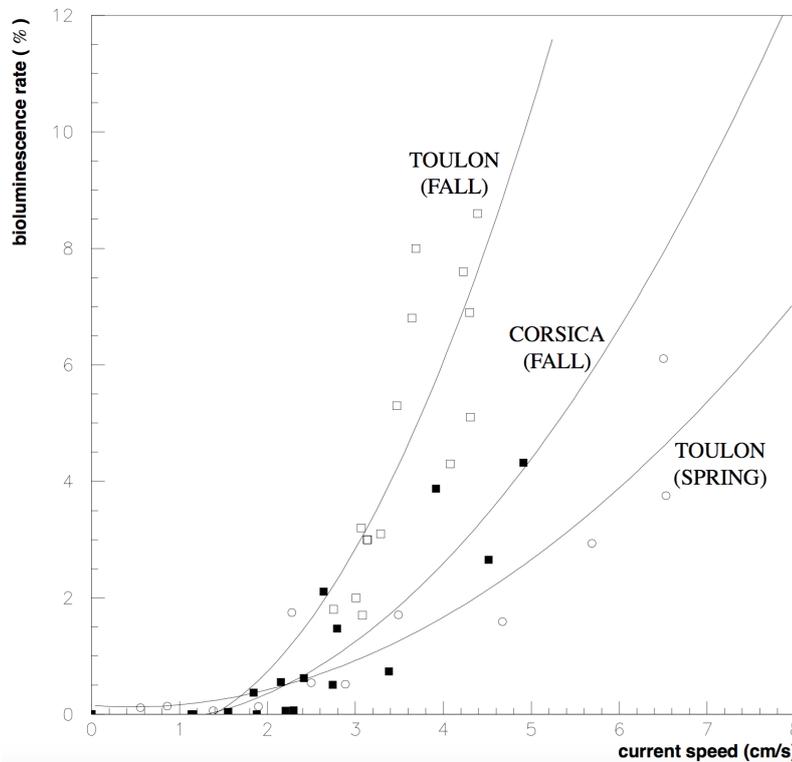


FIGURE 1.9 – Corrélation Bioluminescence - Vitesse du courant, tests 1.6, 1.7, 1.8.

1.5.1 Ligne de Base et Fraction de Flashes

La figure 1.11 représente la ligne de base (obtenue par un ajustement gaussien des taux de comptage les plus bas, en kHz) en fonction de la fraction de flashes (fraction des données pour lesquelles les taux de comptage sont au-dessus de 1.2 fois la ligne de base) pour toutes les données prises durant l'opération de la PSL, moyennées par intervalle de 15 minutes. On peut y distinguer plusieurs populations :

- une première population caractérisée par une ligne de base faible et une fraction de flashes variables (plancton). Selon notre modèle, c'est cette fraction de flashes qui va suivre le comportement en erf déjà mentionné ;
- une deuxième population caractérisée par une faible fraction de flashes et une ligne de base variable - ligne de base a priori due à des bactéries, insensibles aux stimulations. Cette ligne de base doit donc être indépendante du courant ;

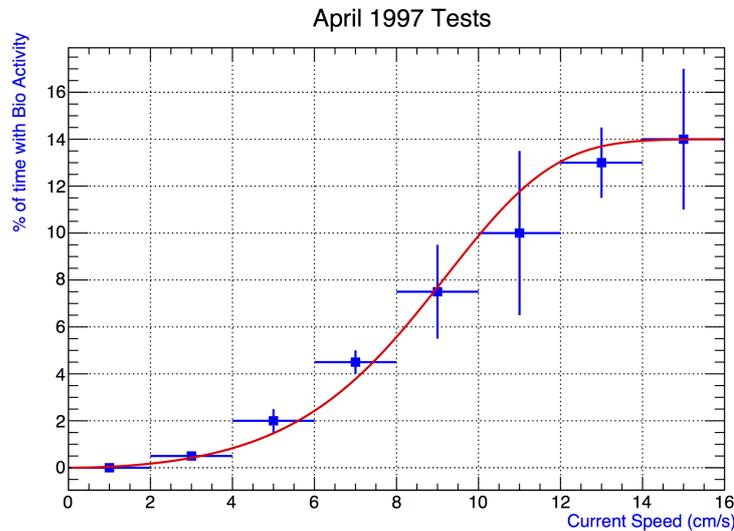


FIGURE 1.10 – Bioluminescence - Vitesse du courant, avril 1997.

- le reste des données (fraction de flashes importante et ligne de base variable) est sans aucun doute un mélange de bactéries et de plancton, pour lequel la corrélation avec le courant n'est pas trivial.

En bleu sont représentées les données prises pendant le déploiement du test 1.17, visant à mesurer les vitesses du courant (entre Juin et Juillet 2003). Les lignes de base et fraction de flashes sont ceux calculés par des collègues du CPPM.

1.6 Bioluminescence et vitesse du courant

Le test 1.17 fut déployée à 1 km à l'est du site de la PSL pendant son opération. Les vitesses u et directions du courant θ par rapport au Nord sur le site de la PSL ne sont donc exactement ceux mesurés pendant l'immersion du test 1.17. Il faut tout d'abord propager ces courants, en tenant compte de la "différence de marche" entre les deux sites :

$$u_{\text{mesurée}}(t) = u_{\text{PSL}} \left(t - \frac{l \sin \theta}{u(t)} \right) \quad (1.9)$$

La figure 1.13 représente la ligne de base et la fraction de flashes en fonction de la vitesse du courant, sans aucune coupure de sélection sur ces deux variables. Clairement, la ligne base, sensée être due à des bacté-

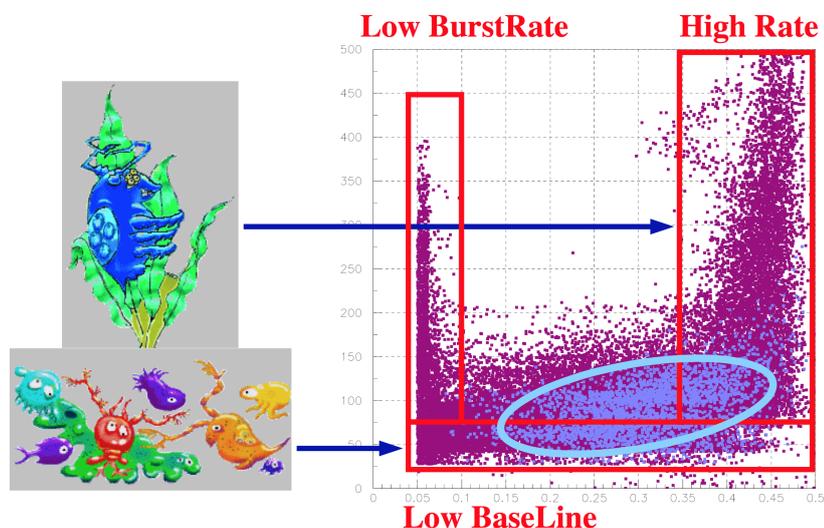


FIGURE 1.11 – Ligne de base (kHz) en fonction de la fraction de flashes (sans unités) pour les données PSL (violet) et pour les données prises pendant le test 1.17 (bleu).

ries insensibles aux stimulations de toute sorte, est corrélée avec le courant : on y devine un seuil bas, et une saturation autour de 8cm/s. Pour la fraction de flashes, le seuil semble être plus haut, autour de 4cm/s, et une saturation moindre aux plus hautes vitesses.

1.6.1 Ligne de Base

Pour une fraction de flashes faible < 0.2 , la ligne de base en fonction du courant est représentée sur la figure 1.14 à gauche : elle semble constante quelque soit la vitesse du courant, ce qui semble confirmer que cette composante continue serait due à des bactéries insensibles aux stimulations.

Cependant, lorsque la quantité de flashes devient importante, on observe le comportement présenté sur la figure 1.14 à droite : une claire corrélation avec le courant qui de plus serait compatible avec l'excitation par un cylindre (seuil en vitesse bas, et saturation autour de 8cm/s). Cela nous amènera un peu plus tard à introduire un nouvel estimateur de l'activité bioluminescente.

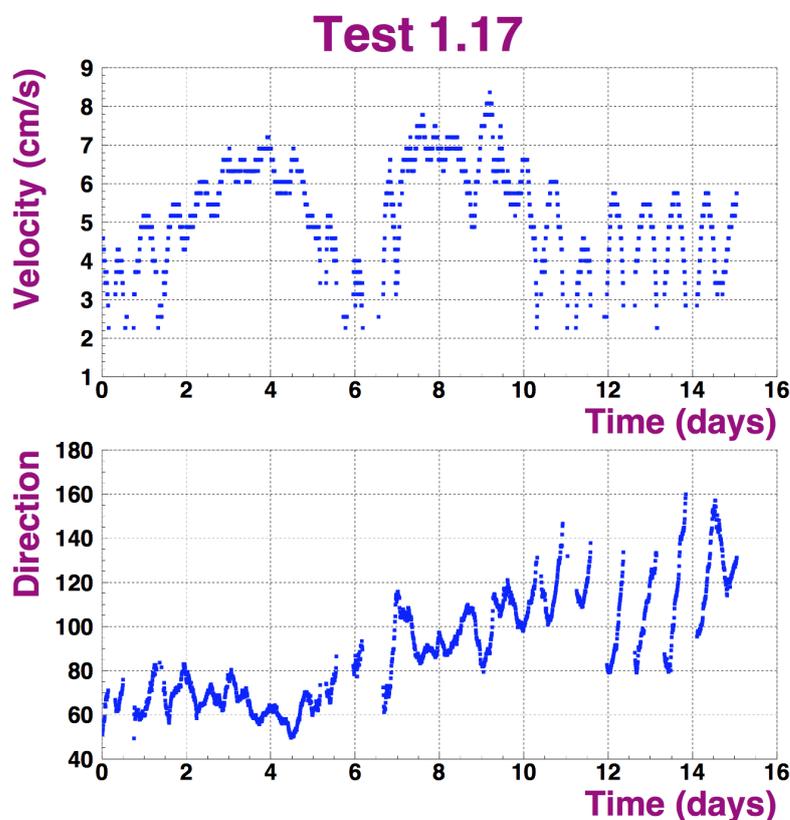


FIGURE 1.12 – Mesures du test en mer 1.17, pendant l’opération de la PSL.

1.6.2 Fraction de flashes

Le comportement de la fraction de flashes avec le courant est représentée figure 1.15, selon les valeurs, basse ou haute, de la ligne de base. Pour une ligne de base faible, un effet de seuil autour de 4cm/s est visible, sans saturation. Pour une ligne de base plus haute, par contre, le seuil est apparemment plus bas, et une saturation est visible autour de 8cm/s.

1.6.3 Une rédefinition de l’activité bioluminescente

L’observation que la ligne de base est corrélée avec le courant, alors qu’elle est sensée être due à des bactéries insensibles aux perturbations, nous amène à penser que le calcul de la ligne de base pouvait être biaisée, sans doute à cause de l’augmentation de la densité de flashes lumi-

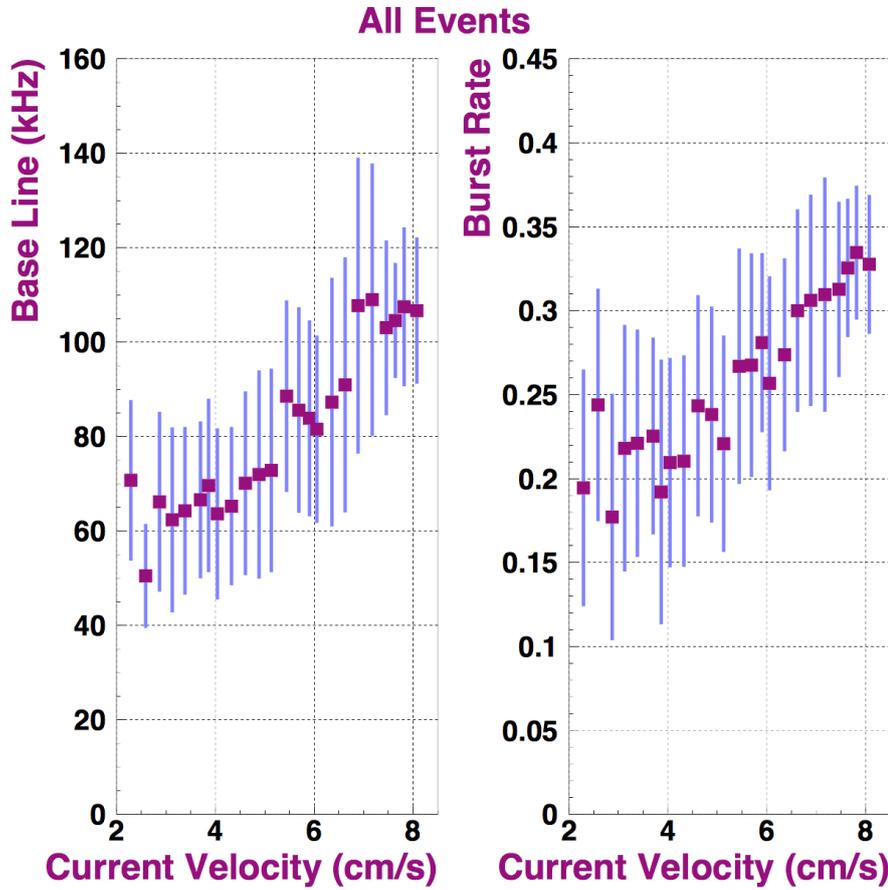


FIGURE 1.13 – Ligne de base et Fraction de flashes en fonction du courant, sans sélection aucune.

neux, provoquant une augmentation artificielle de la ligne de base. Nous avons donc introduit une nouvelle variable pour décrire l'activité bioluminescente : l'intensité moyenne, en kHz, définie à partir de la ligne de base I_{Base} et de la fraction de flashes f_{flash} , de la manière suivante :

$$\bar{I} = I_{\text{Base}} \times (1 - f_{\text{flash}}) + f_{\text{flash}} \times I_{\text{max}}, \quad (1.10)$$

avec I_{max} correspondant au taux de comptage maximale pour un flash typique. On fait ici l'approximation que, sur une échelle de temps grande devant la durée d'un flash typique δt_{flash} , le taux de comptage oscille entre la ligne de base et l'intensité maximum. Cette grandeur donne une estimation du taux de comptage moyen en kHz, basée sur les quantités (biaisées et corrélées) déjà calculées par ailleurs, ligne de base et

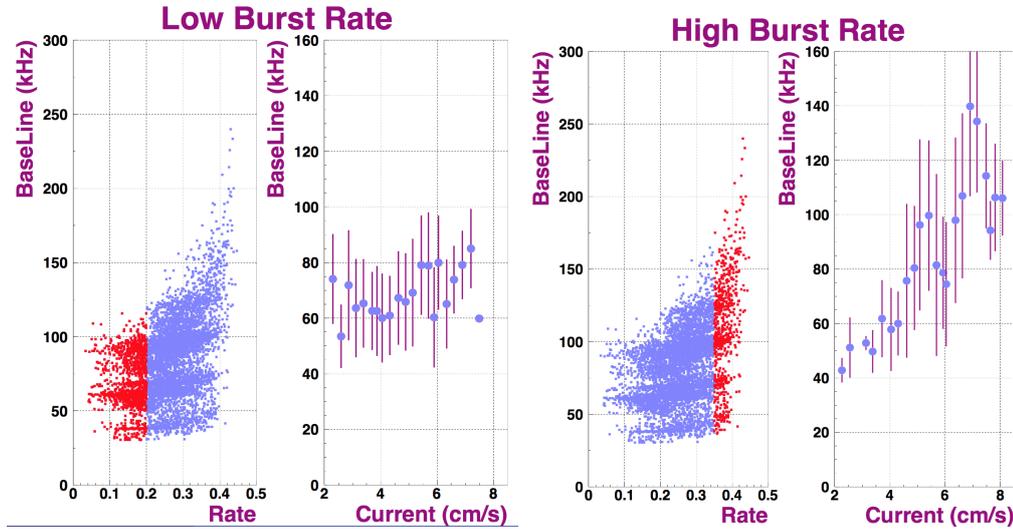


FIGURE 1.14 – Ligne de base en fonction du courant pour peu (à gauche) ou beaucoup (à droite) de flashes.

fraction de flashes. On peut aussi la rendre adimensionnée, en divisant par I_{\max} , donnant ainsi une quantité variant entre 0 et 1.

La figure 1.16 (à gauche) représente cette nouvelle intensité en fonction du courant, pour des événements caractérisés par une faible ligne de base, inférieure à 50 kHz (donc due en majorité à l'émission Cherenkov provoquée par la décroissance du ^{40}K de l'eau de mer) : elle semble constante et varie peu sur tout l'intervalle de vitesse.

La figure 1.16 (au centre) présente l'intensité calculée en fonction de la vitesse du courant pour des événements tels que la ligne de base est intermédiaire, entre 50 et 80 kHz. La fonction 1.8 a été ajustée avec succès, avec en particulier les paramètres $\tau_0 \approx 0.5\text{N}/\text{m}^2$ et $C_d^{\text{eff}} \approx 6 \times 10^{-3}$, représentatif d'une excitation autour d'une sphère. L'ajustement est visible sur la figure résumée 1.17.

La figure 1.16 (à droite) présente quant à elle l'intensité calculée en fonction de la vitesse du courant pour des événements tels que la ligne de base est supérieure à 80 kHz. La fonction 1.8 a été ajustée, avec en particulier les paramètres $\tau_0 \approx 0.5\text{N}/\text{m}^2$ et $C_d^{\text{eff}} \approx 2 \times 10^{-2}$, représentatif d'une excitation autour d'un cylindre. L'ajustement est visible sur la figure résumée 1.17.

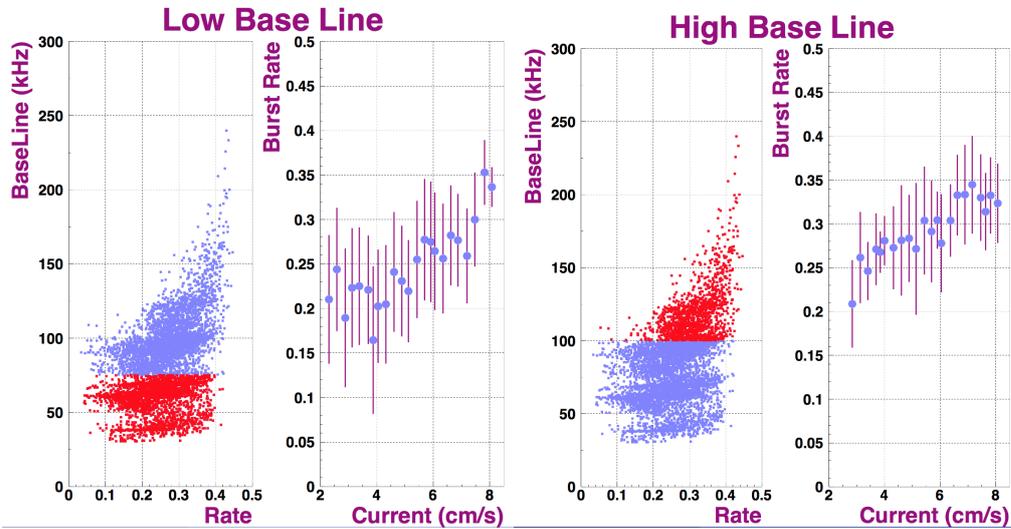


FIGURE 1.15 – Fraction de flashes en fonction du courant pour une ligne de base faible (à gauche) ou importante (à droite).

1.6.4 Conclusions

On peut donc distinguer deux comportements distincts. Pour une ligne de base importante, artificiellement créée par la superposition de nombreux flashes lumineux, l'intensité présente une corrélation avec la vitesse du courant compatible avec une stimulation par les cylindres constituant le détecteur. Pour des lignes de base plus faible par contre, l'allure de l'intensité en fonction du courant met en évidence une possible stimulation des organismes bioluminescents par les sphères elles-mêmes.

Ainsi, contrairement à ce que l'intuition aurait pu nous dicter, la stimulation du plancton s'effectue aussi autour des structures en forme de cylindre du détecteur ANTARES, en plus de la contribution provenant des sphères constituant les modules optiques.

1.7 La MILOM : vers une description complète de la bioluminescence

A partir de 2005 est déployée la MILOM, dont on peut voir une représentation schématique sur le figure 1.18. Equipée en particulier d'un étage complet d'ANTARES avec ses 3 modules optiques (dont 2 actifs),

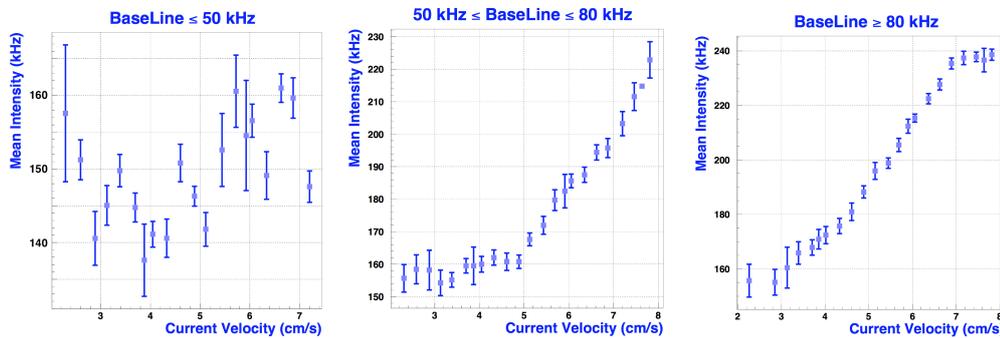


FIGURE 1.16 – Intensité en fonction de la vitesse du courant, pour une faible ligne de base (à gauche), pour une ligne de base intermédiaire (au centre), ou pour une ligne de base importante (à droite).

elle nous a permis de comprendre encore d'avantage l'interaction entre les organismes bioluminescents et la structure du détecteur.

1.7.1 Stimulation par la structure du détecteur

Equipée d'un instrument permettant de mesurer la vitesse et la direction du courant (ADCP) et d'hydrophones/transducteurs permettant d'estimer l'orientation de chaque étage et des modules optiques les constituant, la MILOM a permis d'améliorer l'étude des corrélations entre l'activité bioluminescente et les vitesse et direction du courant marin.

En reprenant la définition de l'intensité 1.10, normalisée cette fois, les résultats principaux sont représentés sur la figure 1.19, en distinguant suivant la direction du courant. L'angle θ détermine l'orientation du module optique par rapport à la direction du courant : $\theta = 0 - 10^\circ$ signifie ainsi que le courant vient de l'arrière, et que le module optique "voit" donc, éventuellement, les turbulences créées par sa présence dans le courant ; tandis que $\theta \in 170 - 180^\circ$ implique que le module optique "voit" la lumière créée avant tout obstacle rencontré sur le trajet des organismes bioluminescents. On y remarque que la lumière créée en amont du module optique est plus importante que celle créée en aval de la sphère : contrairement à une idée largement répandue, une grande part de l'émission de lumière est donc provoquée, par exemple, par les variations de pression de cisaillement avant même que les organismes ne rencontrent le module optique. L'intensité lumineuse relative créée dans les turbulences à l'arrière du module optique ne représente que la

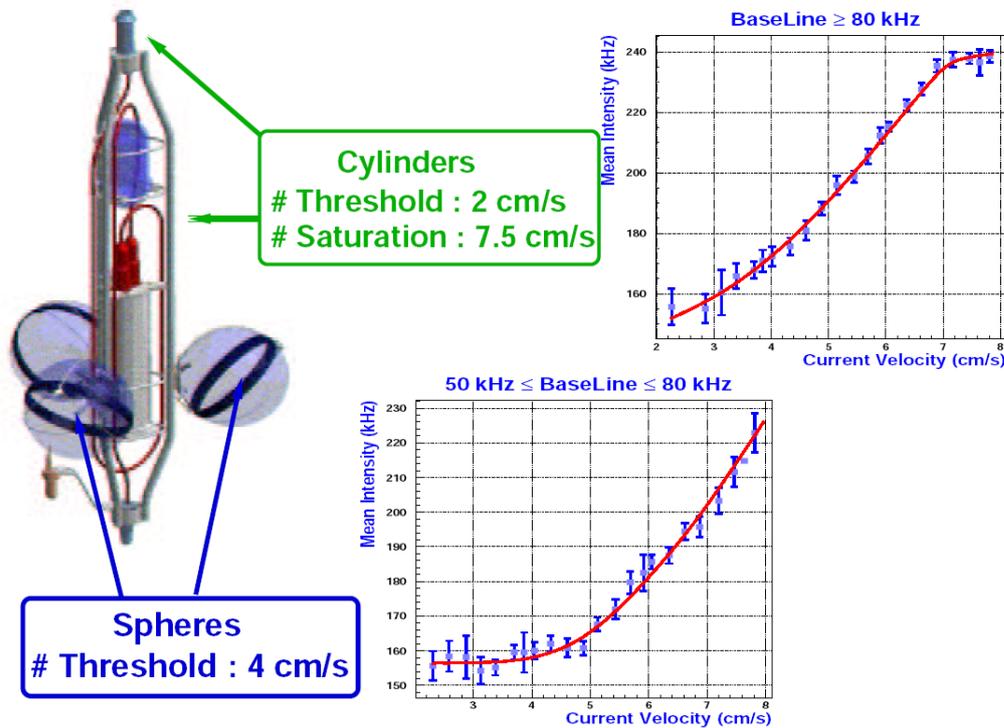


FIGURE 1.17 – Intensités en fonction de la vitesse du courant - résultats des ajustements.

moitié de l'intensité due aux variations de pression.

Sélection selon la direction du courant

Plus précisément, la figure 1.20 représente la structure de l'étage de la MILOM équipé des 3 modules optiques, ainsi que les directions de courant correspondants aux différentes structures rencontrées par les organismes sur le chemin autour de l'étage.

- Dans l'intervalle 0 – 40 degrés, le module optique représenté en rouge détecte la lumière potentiellement provoquée par la stimulation autour du LCM (au centre), du module optique adjacent ("OM wake"), en plus de celle produite autour de sa propre surface ;
- Pour $\theta = 40 - 65$ degrés, la lumière ne peut être produite que par excitation autour du module optique adjacent, en plus de celle produite dans son propre sillage ;
- Dans l'intervalle 65 – 120 degrés par contre, le module optique

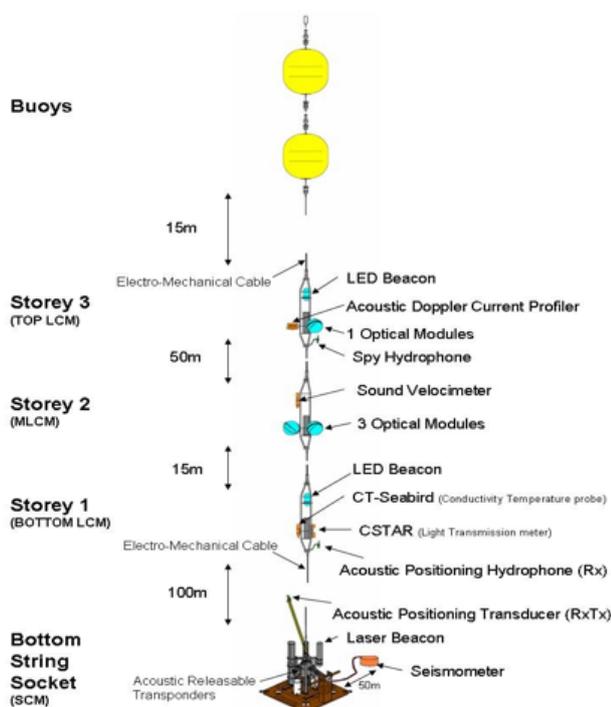


FIGURE 1.18 – Composition de la MILOM (2005)

ne voit que la lumière engendrée par l'interaction avec sa propre structure ;

- Enfin, pour $\theta = 120 - 180$ degrés, le courant arrive de front, et la lumière est produite en aval de tout obstacle.

La figure 1.21 permet d'avoir une autre vision de cette corrélation intensité-orientation : elle montre l'intensité moyennée sur la vitesse du courant en fonction de l'orientation du courant par rapport à l'axe du module optique. On y voit que la lumière produite est faible pour $\theta = 0 - 30$ degrés, lorsque le module optique ne voit que sa traînée et celle du LCM (cylindre) ; puis augmente pour $\theta = 30 - 60$ degrés, où la traînée du module optique voisin est visible ; puis descend à nouveau avant de remonter lorsque la lumière est produite en aval du module optique.

Ces observations suggèrent plusieurs remarques. Tout d'abord, la lumière produite se répartit entre excitation due à l'augmentation de pression de cisaillement, ce que l'on peut voir dans la dernière partie de la courbe, et lumière produite dans les turbulences créées autour du LCM, du module adjacent et du module optique considéré. Avoir une vision plus claire de ce comportement nous conduit donc à étudier

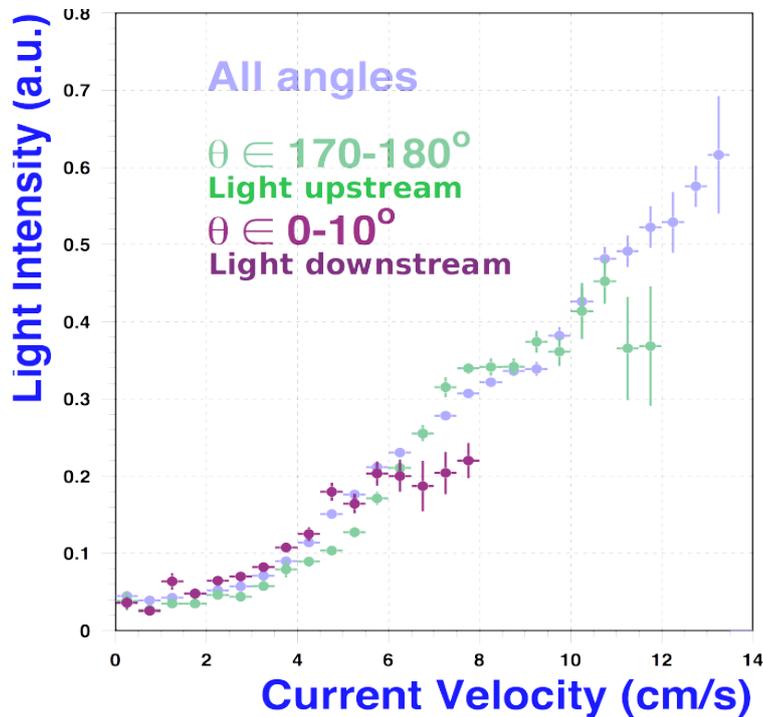


FIGURE 1.19 – Corrélation Intensité - Vitesse du courant pour différentes directions du courant : frontal ou non

les corrélations de l'intensité mesurée avec la vitesse du courant pour différentes directions du courant, comme montré dans la suite. Ensuite, dans le cas de lumière produite en amont du flot, il peut être intéressant d'étudier la structure temporelle de l'émission de lumière, c'est-à-dire la corrélation entre l'intensité mesurée et la distance parcourue, ou, de manière équivalente, le temps écoulé depuis la première excitation des organismes. C'est ce que nous verrons dans la section suivante.

Bioluminescence et structure stimulante

Les figures suivantes montrent l'intensité moyenne en fonction de la valeur de la pression de cisaillement, en N/m^2 , en supposant une excitation par une sphère ($\theta = 40^\circ - 180^\circ$) ou par un cylindre ($\theta = 0^\circ - 30^\circ$). A chaque fois, une fonction correspondant à l'équation 1.8 a été ajustée, avec plusieurs contributions au besoin.

La figure 1.22 (à gauche), obtenue pour $\theta = 40^\circ - 65^\circ$, où seuls les modules optiques peuvent provoquer la bioluminescence, montre que le comportement observé est compatible avec deux populations distinctes :

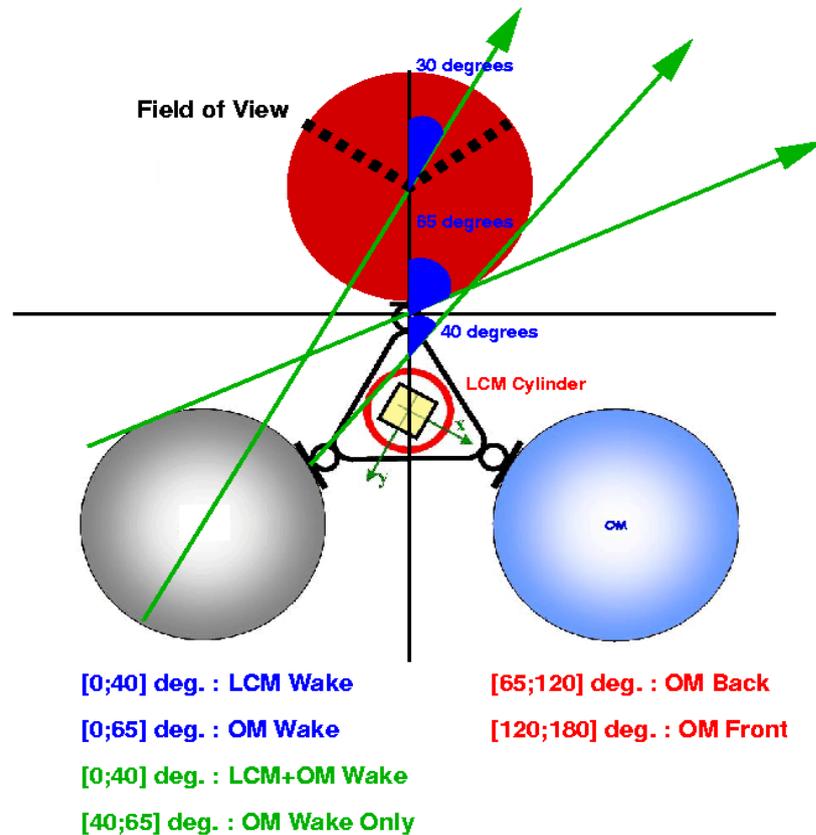


FIGURE 1.20 – Représentation de l'étage de la MILOM équipé de modules optiques.

l'une avec un seuil $\tau_1 \approx 0.1\text{N/m}^2$, avec une largeur $\sigma_1 \approx 0.1\text{N/m}^2$, compatible avec une stimulation spontanée ; et une seconde population caractérisée par $\tau_2 \approx 0.6\text{N/m}^2$, $\sigma_2 \approx 0.15\text{N/m}^2$, bien distincte de la première.

La figure 1.22 (à droite), obtenue pour $\theta = 65^\circ - 120^\circ$, où là encore la lumière ne peut être provenir que d'excitation autour de la sphère détectant les photons, montre le même comportement : deux populations caractérisées par $\tau_1 \approx 0.1\text{N/m}^2$, $\sigma_1 \approx 0.1\text{N/m}^2$ et $\tau_2 \approx 0.6\text{N/m}^2$, $\sigma_2 \approx 0.15\text{N/m}^2$. On remarque que l'amplitude de l'intensité due à la première population est plus faible que dans le premier cas. La stimulation autour du module optique adjacent engendre plus de lumière que l'excitation autour de la sphère enregistrant cette lumière.

La figure 1.23 (à gauche) démontre la présence des deux mêmes populations, avec, pour la composante non-stimulée, une amplitude simi-

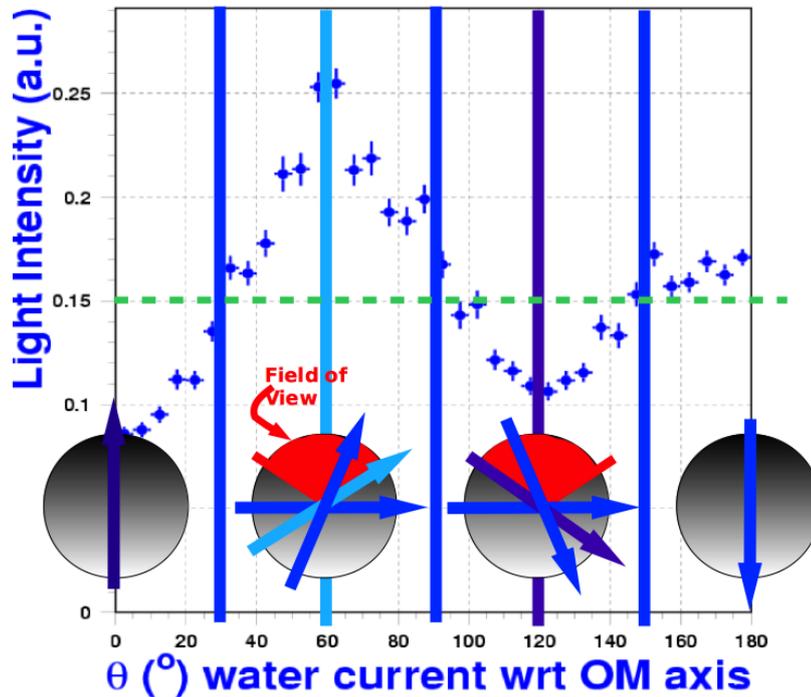


FIGURE 1.21 – Intensité moyenne en fonction de l’orientation du module optique par rapport au courant marin.

laire au cas précédent - cette composante à bas seuil d’excitation (voire à seuil nul, puisque $\tau_1 \approx 0$) est tout autant stimulée par le module adjacent que par le module détectant la lumière. On notera son amplitude $A_0^{OM} \approx 0.3$.

La figure 1.23 (à droite), quant à elle, montre le comportement global, lorsque le flot ne rencontre pas les cylindres de la structure avant son arrivée devant la zone sensible du module : on y retrouve, là encore, les deux mêmes populations.

Enfin, la figure 1.24 montre l’intensité en fonction du cisaillement calculé si l’excitation se fait autour d’un cylindre, pour $\theta = 0^\circ - 30^\circ$. On y trouve ici une première population caractérisée par un seuil $\tau_{LCM} \approx 0.3N/m^2$, correspondant à $\tau_1 \approx 0.1N/m^2$ pour une excitation autour d’une sphère. C’est la composante non-stimulée (ou, présente dès une variation de cisaillement très faible) visible sur les autres figures. On notera son amplitude $A_0^{LCM} \approx 0.1$. Une fois cette composante soustraite, on distingue un nouveau comportement, avec un seuil moyen $\tau_{LCM} \approx 1N/m^2$. Le cylindre étant une forme facilitant l’excitation ($C_d^{cyl} \approx 3 \times$

C_d^{sph} , d'où un plus fort cisaillement pour la même vitesse de courant), cette composante ne pouvait pas être stimulée par l'écoulement autour des sphères. Elle ne se manifeste donc que lors de l'écoulement autour des structures cylindriques du détecteur.

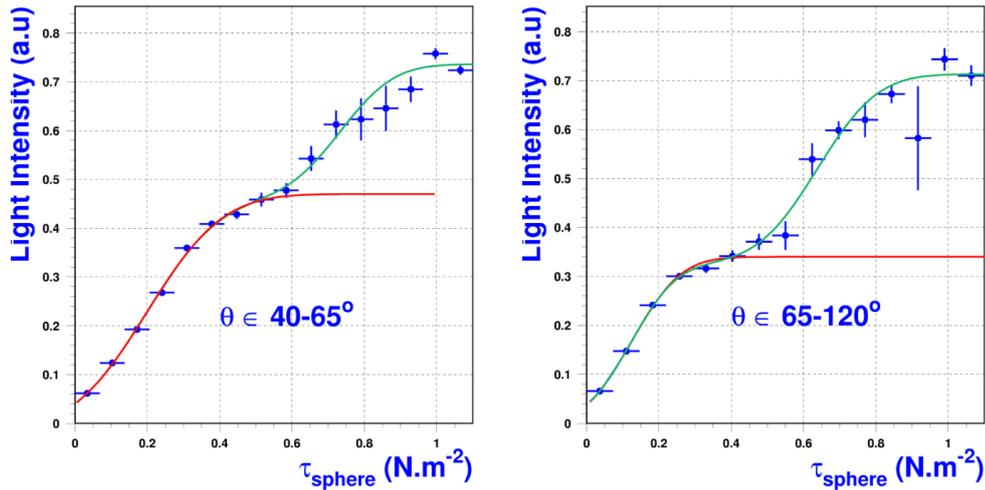


FIGURE 1.22 – Intensité en fonction du cisaillement, en supposant une stimulation par une sphère, pour $\theta = 40^\circ - 65^\circ$, à gauche, ou pour $\theta = 65^\circ - 120^\circ$, à droite.

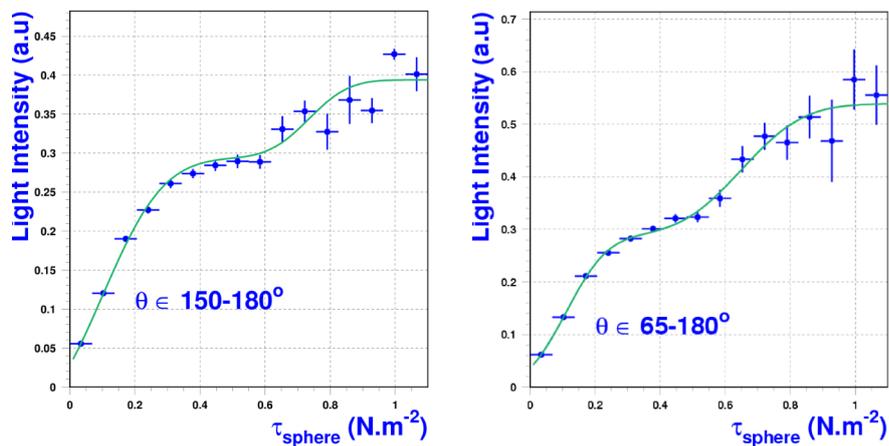


FIGURE 1.23 – Intensité en fonction du cisaillement, en supposant une stimulation par une sphère, pour $\theta = 150^\circ - 180^\circ$ à gauche, et pour $\theta = 65^\circ - 180^\circ$, à droite.

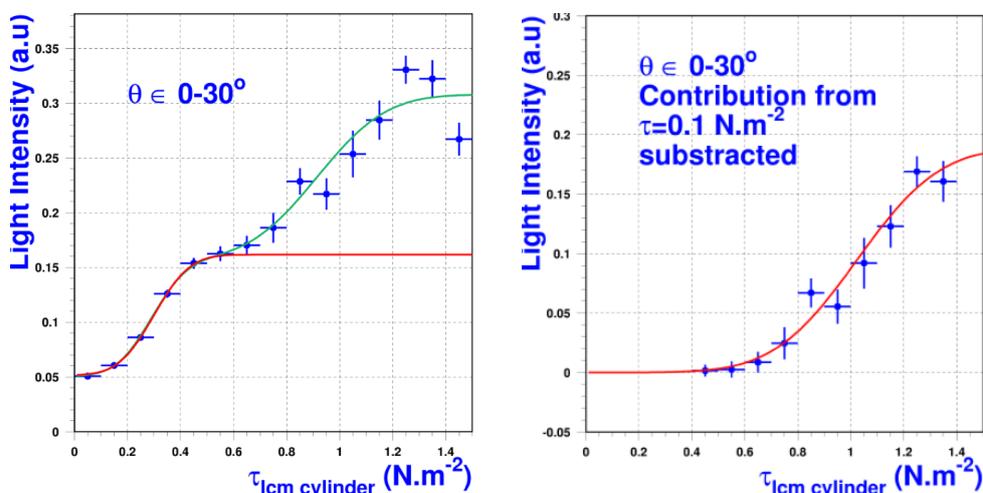


FIGURE 1.24 – Intensité en fonction du cisaillement, en supposant une stimulation par un cylindre, pour $\theta = 0^\circ - 30^\circ$, à gauche. A droite, une fois la contribution à bas cisaillement soustraite.

Conclusions

En prenant en compte toutes les estimations présentées précédemment, nous avons pu identifier plusieurs populations de plancton :

- une première population, caractérisée par $\tau_1 = 0.12 \pm 0.05 N/m^2$, $\sigma_1 = 0.12 \pm 0.05 N/m^2$, très facilement stimulée (le seuil est compatible avec zéro) ;
- une deuxième population, avec $\tau_1 = 0.65 \pm 0.05 N/m^2$, $\sigma_2 = 0.12 \pm 0.05 N/m^2$, des valeurs compatibles avec les observations en laboratoire menées avec du phytoplancton ($\tau \approx 0.5 N/m^2$) ;
- une troisième population, visible uniquement lorsque le module optique "voit" l'écoulement qui a contourné le LCM (puisque lui seul, par sa forme, permet d'atteindre de telles valeurs de cisaillement), avec $\tau_3 \approx 1 N/m^2$.

En outre, nous avons pu remarquer que les amplitudes sont équivalentes quelque soient les configurations : la lumière n'est pas seulement provoquée par les turbulences, mais à un niveau équivalent par la variation de cisaillement à l'approche du module optique.

Pour finir, remarquons que le volume de l'eau dans lequel les organismes peuvent être stimulés est relié à l'épaisseur de la couche limite δ (épaisseur sur laquelle la vitesse de l'écoulement varie entre la valeur à la surface de l'objet et sa valeur à l'infini) où $\delta \propto Re^{1/2}$. Ce volume

stimulé est donc $V_{\text{cyl}} \propto \delta_{\text{cyl}} r h$, pour un cylindre de rayon r et de hauteur h , et $V_{\text{sph}} \propto \delta_{\text{sph}} R^2$ pour une sphère de rayon R . Les nombres de Reynolds sont eux-mêmes différents pour un écoulement autour d'un cylindre ou d'une sphère. En utilisant les dimensions typiques des LCM et des sphères, on obtient :

$$\frac{\delta V_{\text{cyl}}}{\delta V_{\text{sph}}} \propto \frac{\text{Re}_{\text{sph}}}{\text{Re}_{\text{cyl}}} \approx 0.3 \quad (1.11)$$

La lumière détectée étant naturellement proportionnelle au volume stimulé, on s'attend à :

$$\frac{A_{\text{LCM}}}{A_{\text{OM}}} \approx 0.3 \quad (1.12)$$

ce qui est tout à fait ce qui est observé pour la première population ($A_0^{\text{LCM}}/A_0^{\text{OM}} \approx 0.3$).

1.7.2 Une description dynamique de la bioluminescence

Connaissant l'orientation de sa zone active (étendue) par rapport à la direction du courant (grâce à la connaissance de l'orientation de l'étage complet), il est possible d'étudier la structure temporelle de la stimulation bioluminescente, par exemple l'intensité en fonction du parcours de l'écoulement autour de la sphère, en ayant au préalable sélectionner des configurations telles que l'écoulement ne rencontre aucun obstacle avant le module optique lui-même ($\theta \in 65^\circ - 180^\circ$).

La figure 1.25 (à gauche) montre la configuration considérée : en tenant compte de l'orientation du courant par rapport au module optique, le parcours d'un organisme autour de la sphère depuis son point de contact avec celle-ci peut se déterminer, ainsi que son temps de parcours avant son passage devant la zone sensible du module : $t_{\text{retard}} \propto \text{Distance parcourue}/v_{\text{courant}}$. Cette formulation surestime ce temps de parcours, puisque la vitesse de l'écoulement est plus faible que la vitesse du courant à l'infini, loin de la sphère.

La figure 1.25 (à droite) représente quant à elle le résultat de simulations réalisées par J. Dusek & G. Bouchet, de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides (Université de Strasbourg), spécialement pour l'étude présentée ici. On peut y voir que le maximum de la contrainte de cisaillement intervient non pas au point de contact entre l'écoulement et la sphère, ni dans les turbulences créées par la sphère elle-même, mais en un point intermédiaire de la surface de la sphère. C'est une hypothèse

qu'il nous a été possible de tester grâce aux données de la MILOM, en considérant l'intensité lumineuse détectée et le temps $t_{\text{stimulation}}$ écoulé entre le point de premier contact et cette zone supposée de stimulation.

Intensité lumineuse et temps de parcours autour de la sphère

La figure 1.26 représente l'intensité lumineuse (normalisée entre 0 et 1) en fonction du temps écoulé depuis le premier point de contact sur la sphère t_{retard} , en supposant un écoulement au plus près de la sphère, et une vitesse de courant égal à la vitesse mesurée loin de la sphère v_{courant} . Le maximum de lumière émise intervient donc quelques 2 secondes après le premier point de contact, laissant entrevoir que l'excitation n'intervient pas lorsque les organismes rentrent en contact avec la sphère, mais en un point distinct de celui-ci. Pour des temps plus longs, on peut voir que l'intensité lumineuse est plus faible, ce qui suggère un temps de désexcitation fini des organismes après le passage dans la zone de stimulation.

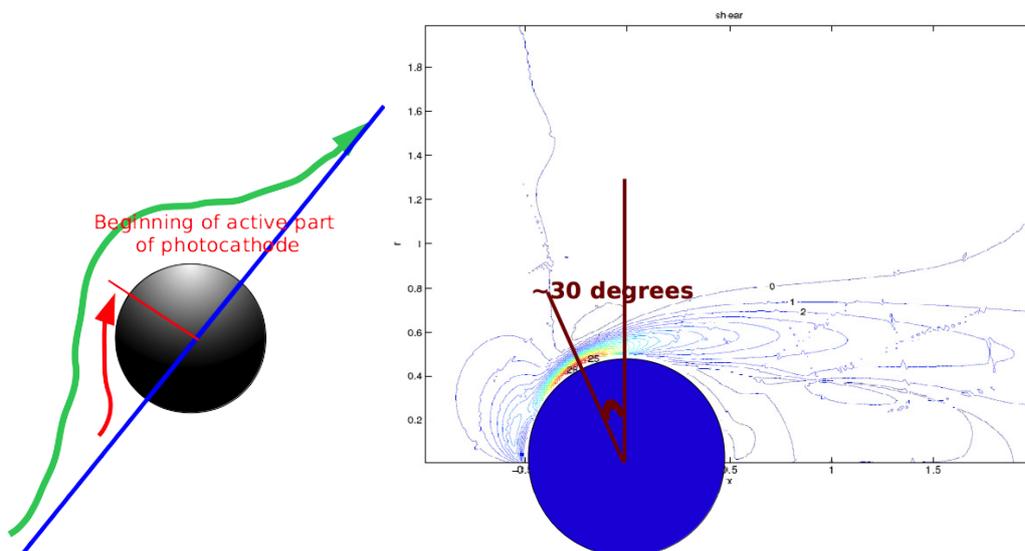


FIGURE 1.25 – A gauche : parcours de l'écoulement autour de la sphère. A droite : selon J. Dusek (Strasbourg), position du maximum lors de l'écoulement autour d'une sphère, pour $Re \approx 250$.

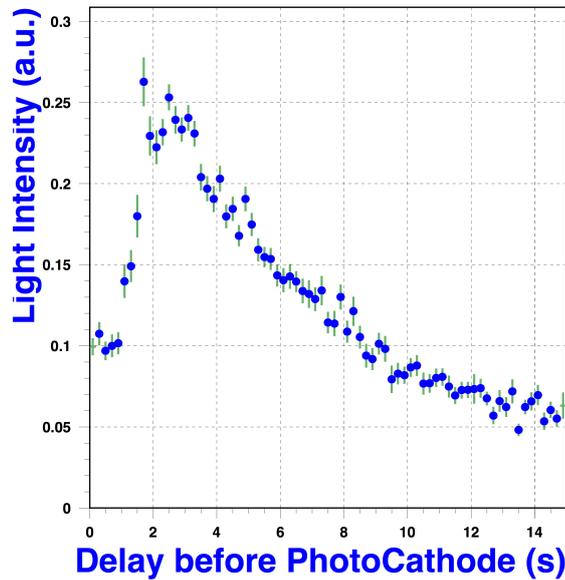


FIGURE 1.26 – Intensité lumineuse (unités arbitraires) en fonction du temps de parcours autour de la sphère avant d’atteindre la zone sensible du module optique.

Intensité lumineuse et temps écoulé depuis la stimulation

La figure 1.27 présente l’intensité lumineuse en fonction du temps écoulé depuis le maximum de contrainte de cisaillement $t_{\text{stimulation}}$, en supposant que celui intervient dans la zone présentée sur la figure 1.25 (c’est-à-dire 60° dans le sens horaire par rapport à la direction du courant). On remarque tout d’abord que pour des temps $t \sim 0$, la statistique disponible n’est pas suffisante pour obtenir l’intensité moyenne en cette position particulière de la sphère, à cause de la prédominance de courants d’ouest en est (courant de Ligue) sur le site ANTARES.

Ce graphe permet aussi de remarquer que l’intensité lumineuse varie fortement sur un temps très court autour de cette zone supposée de stimulation. La première partie de cette variation, croissante, peut être représentée par une exponentielle de temps caractéristique $t_{\text{rise}} \sim 27\text{ms}$, tandis que la seconde partie, décroissante, peut être reproduite par une exponentielle de temps caractéristique $t_{\text{fall}} \sim 88\text{ms}$. On peut en déduire deux éléments essentiels :

- la zone de maximum supposé pour la contrainte de cisaillement semble bien être la zone de stimulation des organismes bioluminescents, puisque l’intensité est maximum autour de $t_{\text{stimulation}} \approx 0$;

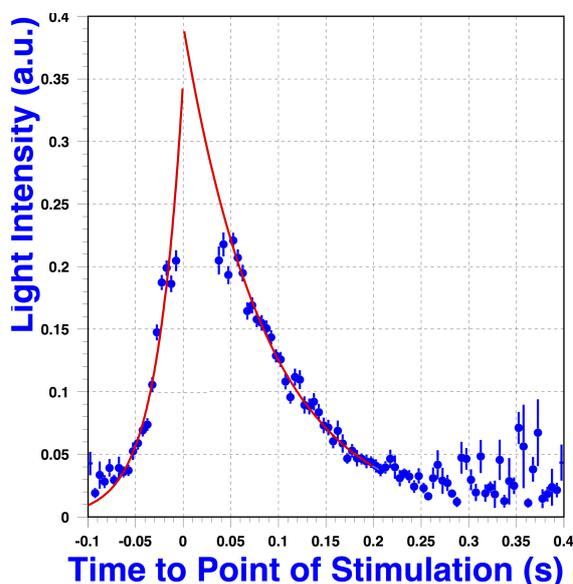


FIGURE 1.27 – Intensité lumineuse (unités arbitraires) en fonction du temps écoulé depuis la zone de maximum de cisaillement supposé. La zone centrale proche de $t \sim 0$ manque de statistiques pour cette configuration particulière.

- l'émission caractéristique semble se faire sur un temps très court, de l'ordre de 100-120 ms au total.

1.8 Perspectives : Cuba et km3net

Ces derniers résultats ont coïncidé avec la période de définition de la Ligne Instrumentée qui devait finalement être déployée en décembre 2007. On peut en voir la composition finale sur la figure 1.28. Elle devait comporter des instruments pour mesurer les paramètres environnementaux ainsi que quelques modules optiques. J'ai à cette occasion proposé à la collaboration ANTARES un détecteur dédié à l'étude de la bioluminescence stimulée autour des modules optiques, un projet dénommé CUBA, pour « Cartographic Unit for Bioluminescent Activity », dont on peut voir une vue schématique sur la figure 1.29.

CUBA consistait en un ensemble d'une vingtaine/trentaine (selon le diamètre exact) de photomultiplicateurs de 3 à 6 pouces dans une sphère ANTARES, permettant d'imager la bioluminescence en temps réel lors de l'écoulement autour d'un module optique. Il était prévu que les don-

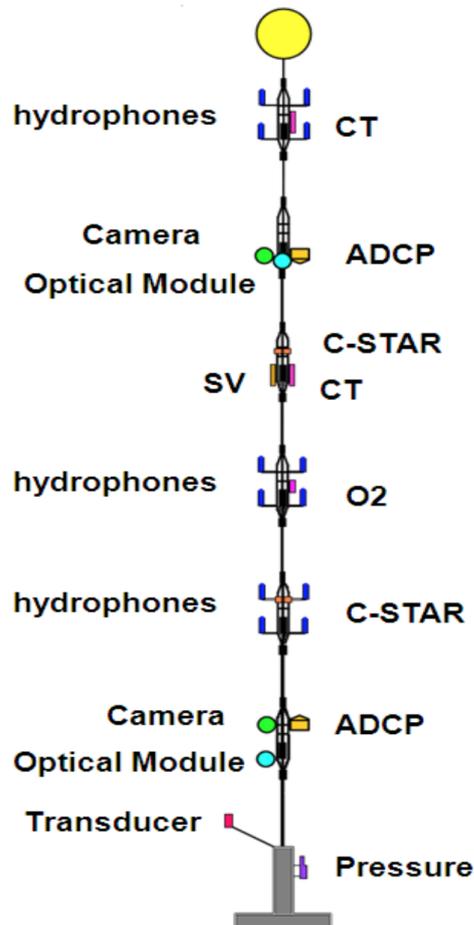


FIGURE 1.28 – Structure de la Ligne Instrumentée IL07

nées soient transmises à terre toutes les 10 minutes, comme c'est le cas pour les mesures de vitesse et direction du courant. Une électronique très simple était nécessaire. Malheureusement, le développement de cet instrument n'a pas pu se faire.

On remarquera que la structure de CUBA est très similaire à celle qui a été adoptée, quelques années plus tard pour le module optique digital de KM3NET, dont on peut voir une représentation sur la figure 1.30. Il comporte 31 photomultiplicateurs de 3 pouces orientés dans différentes directions. Un prototype de ce module optique, installé sur la Ligne d'Instrumentation d'ANTARES, fut déployé en mer en avril 2013 sur le site de Toulon, pour démontrer les capacités de cette nouvelle architecture. En mai 2014, une ligne prototype, le PPM-DU, comportant trois de

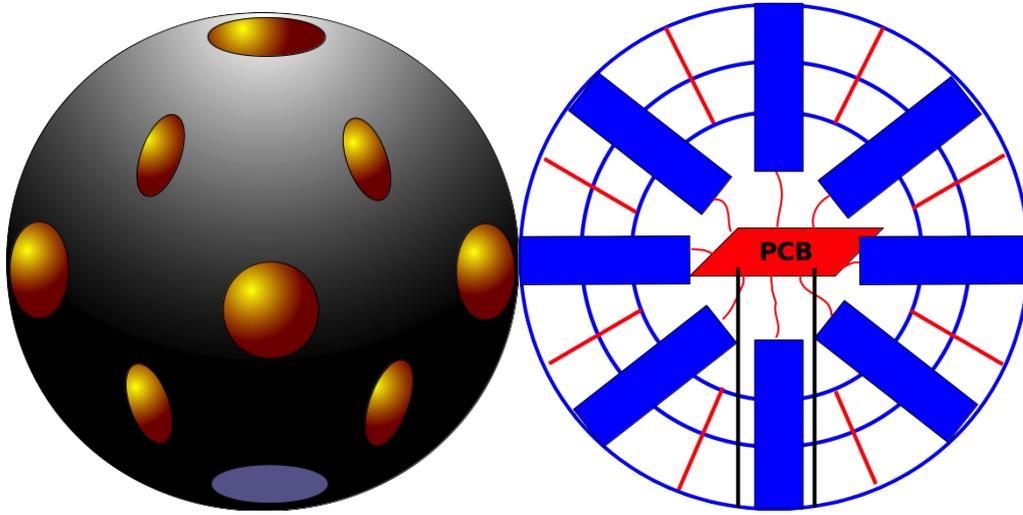


FIGURE 1.29 – Vues schématiques de l'instrument CUBA

ces modules optiques, fut déployée sur le site italien de Capo Passero.

Outre la possibilité pour un unique module optique de détecter des photons Cherenkov provenant d'une trace de muons en utilisant les coïncidences entre différents photomultiplicateurs, l'analyse des données prises par ce DOM permet de mettre en évidence un effet de structure, comme montré sur la figure 1.30, où l'on peut voir qu'une partie de la lumière provenant des muons est arrêtée par le cylindre hébergeant l'électronique [KM3NeT, 2014]. Plus intéressant pour notre étude est le résultat montré sur la figure 1.31 [Creusot, 2015] : on peut y voir le rapport $N_{\text{PPM-DOM}}^{\text{coups}}/N_{\text{PPM-DU}}^{\text{coups}}$ en fonction de θ et ϕ , où θ dénote l'orientation par rapport à l'horizontale ($\theta = 0^\circ$ vers le bas), et ϕ par rapport à la verticale ($\phi \sim 360^\circ$ vers le câble supportant le DOM). Ce rapport est clairement plus important dans la direction du cylindre portant l'électronique dans le cas du PPM-DOM démontrant qu'une partie de la bioluminescence a été stimulée autour de cette structure. C'est une confirmation, des années plus tard, de quelques uns des éléments développés dans cette étude.

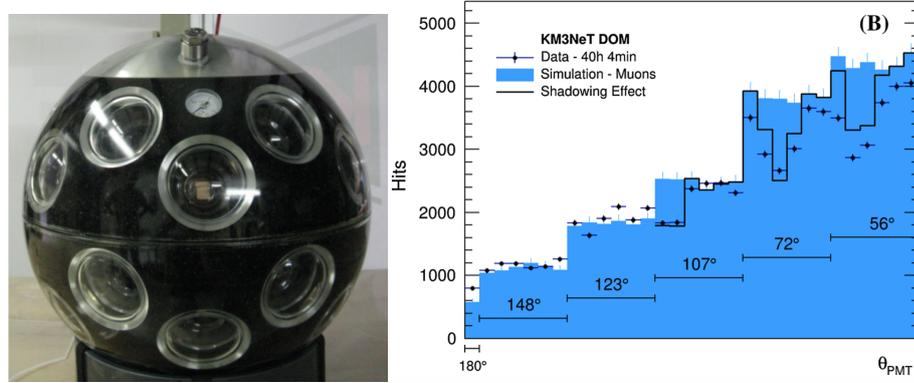


FIGURE 1.30 – A gauche : un module optique digital de KM3NET. A droite, le nombre de coups enregistrés par les photomultiplicateurs à l’intérieur du module optique équipant le PPM-DOM, en fonction de leur orientation, pour un nombre de détecteurs en coïncidence > 7 .

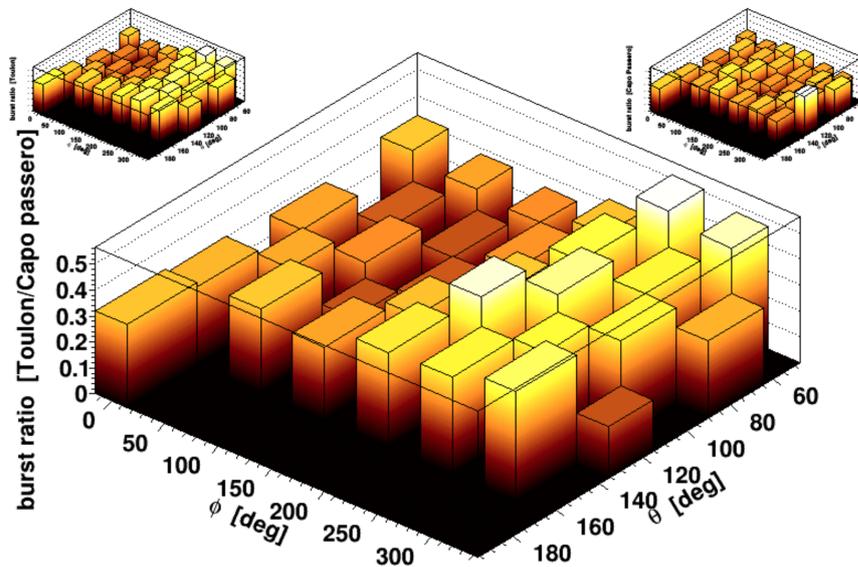


FIGURE 1.31 – Rapport du nombre de coups détectés par les photomultiplicateurs dans un DOM en fonction de leur orientation (θ, ϕ) pour le PPM-DOM (présence d’un cylindre contenant l’électronique à $\phi \sim 250^\circ$) et pour le PPM DU (pas de cylindre, uniquement 2 câbles minces).

Caractérisation et étalonnage de l'électronique frontale

PEU DE TEMPS APRÈS MON ARRIVÉE À L'IREC, le laboratoire a pris en charge la conception des cartes d'électronique frontale ARS MotherBoard (ARS MB) [ANTARES, 2010], qui héberge les puces « Analog Ring Sampler » [Lachartre and Feinstein, 2000]. Ces ARS transforment en signal numérique le signal analogique fourni par l'anode ou les dynodes des photomultiplicateurs. La carte mère ARS est l'interface entre ces puces et les autres cartes électroniques de l'expérience ; elle se doit donc, au minimum, de ne pas dégrader les performances (résolution en temps et en charge) des ARS nus.

Après avoir supervisé cette conception à partir de 2003, réalisée par des ingénieurs et techniciens du laboratoire à partir de 2002, défini et participé aux tests fonctionnels et paramétriques de ces cartes (avec J.-P. Ernenwein du GRPHE [Ernenwein, 2007]), jusqu'à l'intégration de ces cartes dans les premières lignes de détection ANTARES, l'expérience acquise a été mise à profit à travers la participation à l'étalonnage, en particulier en temps et en charge, de cette électronique utilisant des données prises *in situ*, avec la MILOM (2005) [ANTARES, 2006], puis la première ligne de détection d'ANTARES (2006-2007) [ANTARES, 2009]. En particulier, l'étalonnage en temps a fait l'objet de la thèse de doctorat de G. Guillard soutenue en 2010 [Guillard, 2010]. Certains des outils développés pendant cette thèse ont été utilisés ici. On trouvera une description détaillée de l'électronique frontale dans la thèse d'habilitation d'Antoine Kouchner [Kouchner, 2010].

Sommaire

2.1	Introduction	78
2.2	Activités sur la carte mère ARS à l'IReS	78
2.2.1	Présentation de la carte ARS MB	78
2.2.2	Conception et tests de la carte ARS MB	81
2.2.3	Résultats et comparaison des différentes versions	90
2.3	Étalonnage <i>in situ</i> : la MILOM (2005)	94
2.3.1	Gains en mode <i>waveform</i> avec la MILOM	94
2.3.2	Gains mesurés sur les ARS MB	97
2.3.3	Des conclusions préliminaires	99
2.4	Étalonnage <i>in situ</i> : Ligne 1	100
2.4.1	Non-linéarités en charge	101
2.4.2	Des mesures <i>in situ</i> et en laboratoire	103
2.4.3	Une hypothèse confirmée	105
2.5	Conclusions	106

2.1 Introduction

Les photons qui illuminent le détecteur génèrent un faible courant électrique par effet photoélectrique sur la photocathode des photomultiplicateurs (PMT). Ce courant est amplifié par émission secondaire sur une succession de dynodes, jusqu'à l'anode du PMT. Le signal analogique qui en résulte est transformé par les puces ARS (*Analog Ring Samplers*) en signal numérique. A partir des informations issues des ARS et des caractéristiques du mode d'acquisition, défini par ailleurs, un FPGA (réseau de portes programmables) décide si le signal doit être conservé ou non. Les données recueillies par les modules de contrôles locaux (LCM) des étages d'un secteur (ensemble de 5 étages) sont envoyées au module de contrôle du secteur (Master LCM, MLCM). Ce MLCM combine les signaux des différentes cartes d'acquisition des LCM sur un seul canal optique, et les envoie au module de contrôle de la ligne (String Control Module, SCM). Ce SCM collecte les données de tous les MLCM et les combine sur une fibre, en utilisant une longueur d'onde pour chaque secteur. Enfin, les signaux de chaque SCM sont envoyés à la boîte de jonction, puis vers la côte. Toutes les données sont ainsi envoyées à la salle de contrôle située à La Seyne-sur-Mer pour être traitées numériquement (concept *All Data to Shore*).

2.2 Activités sur la carte mère ARS à l'IReS

La carte mère, ou ARS MotherBoard, est l'interface entre le PMT et le système d'acquisition. Elle supporte 2 ARS pour le traitement du signal du PMT (à tour de rôle) et un troisième pour des fonctions additionnelles. Une adaptation d'impédance est effectuée au moyen d'un transformateur, pour éviter les réflexions et distorsions du signal. Un photoélectron unique, en considérant un gain $G = 5 \times 10^7$, correspond ainsi à un pic d'amplitude 45 mV. Le signal numérisé de l'ARS est ensuite transmis au système d'acquisition, et l'ARS MB est aussi chargée de la conversion des signaux dans cette interface. Pour plus de détails sur l'électronique frontale d'ANTARES on se référera à [ANTARES, 2010, Kouchner, 2010].

2.2.1 Présentation de la carte ARS MB

Lorsque plusieurs photoélectrons (pe) sont arrachés dans une fenêtre de l'ordre de quelques ns, le signal du photomultiplicateur croît

en amplitude. Lorsque plusieurs photoélectrons sont créés dans une fenêtre de temps plus grande (quelques dizaines de ns), le signal croît en amplitude et en durée. La lumière Cherenkov peut ainsi produire des signaux de forte amplitude ou de grande étendue temporelle, alors que la bioluminescence produira des photoélectrons individuels (Single Photo-Electron, SPE). Ces différents signaux sont traités différemment par l'ARS. Pour un signal de l'ordre de quelques photoélectrons (avec une gamme dynamique de l'ordre de 20 SPE), l'ARS intègre le signal dans une fenêtre de temps prédéterminée, de l'ordre de 25 ns : c'est le mode « SPE ». Si le signal dépasse un gabarit pré-défini en amplitude et durée, l'ARS échantillonne numériquement 128 points séparés de 1.6 ns - c'est le mode « waveform ». Le nombre de photoélectrons ayant été détectés peut donc être estimée soit par accès à la charge intégrée, soit par une numérisation échantillonnée du signal d'anode (ou de dynode lorsque l'amplitude est trop importante).

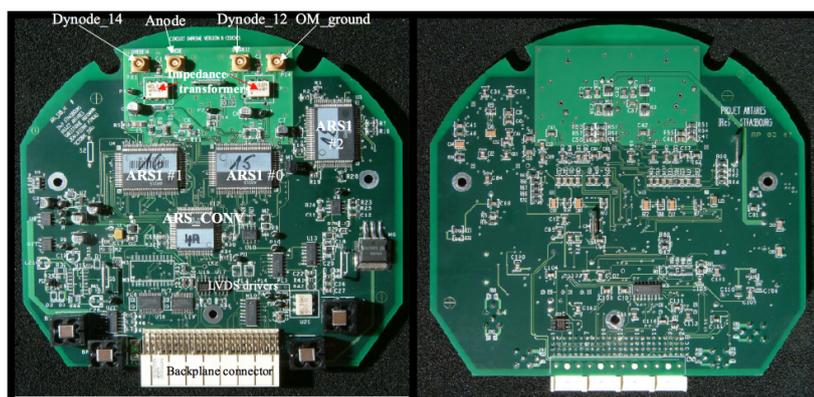


FIGURE 2.1 – Vue de la carte ARS MB.

Le déclenchement de la numérisation se fait lorsque la charge intégrée dépasse un seuil de l'ordre de 0.3 pe. Le temps correspondant est celui de passage du seuil - qui dépend de l'amplitude du signal, effet connu sous le nom d'« effet de walk », étudié par G. Guillard sans la thèse que j'ai encadrée [Guillard, 2010].

La mesure du temps repose sur le numéro de la période d'une horloge de référence à 20 MHz, le timestamp, complété par la valeur du Time Voltage Converter (TVC), associé à un générateur de rampe. La tension est alors codée sur 255 canaux, et la fonction linéaire $V = f(t)$ de la tension permet de remonter au temps. Deux rampes indépendantes générées alternativement permettent d'éviter des temps morts tempo-

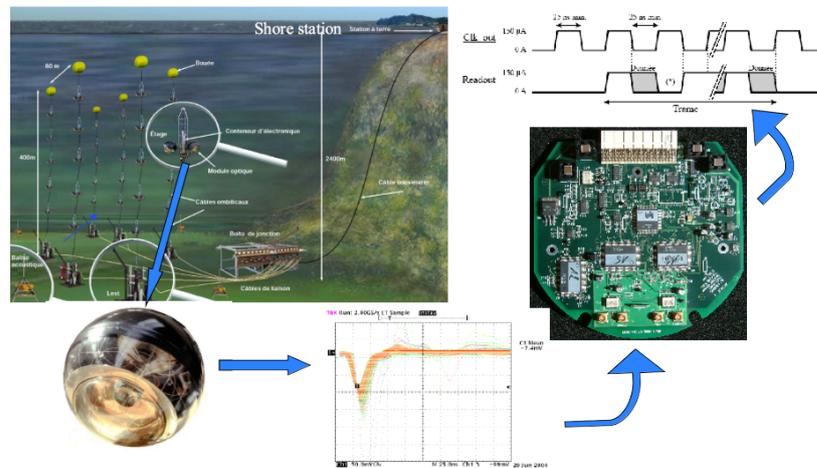


FIGURE 2.2 – La carte ARS MB dans le détecteur.

rels. On obtient théoriquement des résolutions temporelles de l'ordre de la ns.

Le traitement du signal de l'ARS introduit un temps mort de l'ordre de 250 ns en mode calcul de charge (SPE) et 250 μ s en mode WF. Deux ARS sont donc présents sur une carte, avec un système de *Token Ring* : un ARS occupé passe le jeton au second ARS. Tous les paramètres, ou presque, des ARS sont configurables : pentes et ordonnées à l'origine des rampes TVC, gain et piédestal de la charge intégrée (AVC) et du mode waveform, seuil de déclenchement.

Comme on peut le voir, la carte ARS MB est donc essentielle car elle transmet le signal analogique du PM aux ARS, puis envoie le signal numérisé à la côte à travers le système d'acquisition des données du module local. Sa place dans le détecteur, ainsi que sa structure, sont représentées sur les figures 2.1 et 2.2. Cette carte a les fonctions suivantes, en plus de la génération du temps et de la charge du signal observé :

- interfaçage des 3 ARS avec les cartes électroniques suivantes ;
- passage des paramètres de contrôle des ARS ;
- interfaçage avec le module optique, réception des signaux anode et dynodes et génération d'un signal pulsé par une LED pour des tests d'étalonnage.

Plusieurs versions de la carte ARS MB ont été conçues, de la V1 initialement imaginé à Oxford, jusqu'à leur retrait de la collaboration, jusqu'à la V4 qui équipera les 12 lignes d'ANTARES. Les V2 incorporent un changement dans la fréquence d'horloge (16 MHz à 20 MHz), ainsi que des dimensions physiques différentes. Les V3, quant à elle, intègrent

des changements importants sur les circuits de génération du signal de LED interne, ainsi que du signal d'erreur lié à la perte du signal d'horloge rapide d'échantillonnage des *waveform*, et ont permis de régler des problèmes de surconsommation sur le deuxième ARS. Notons aussi que les différentes versions ont été conçues pour porter des ARS de versions différentes (donc différents câblages et différentes alimentations en particulier).

2.2.2 Conception et tests de la carte ARS MB

J'ai participé, à partir de 2003, à toutes les étapes de conception de la carte ARS MB, par exemple en lien avec ces différentes fonctionnalités de formation du signal d'horloge à 20 MHz, de génération du signal LED pour auto-étalonnage, ainsi que de la fonction de signal de retour (visant à renvoyer à l'ARS un signal artificiel qui ne provient pas du photomultiplicateur pour connaître le temps de déclenchement de la LED interne, ceci pour évaluer le temps de transit dans le module optique), fonction finalement supprimée. Ces différentes étapes ont évidemment nécessité un travail main dans la main avec les techniciens et ingénieurs locaux (J.-P. Pineau et C. Hoffmann). Le banc de test est représenté sur la figure 2.3.

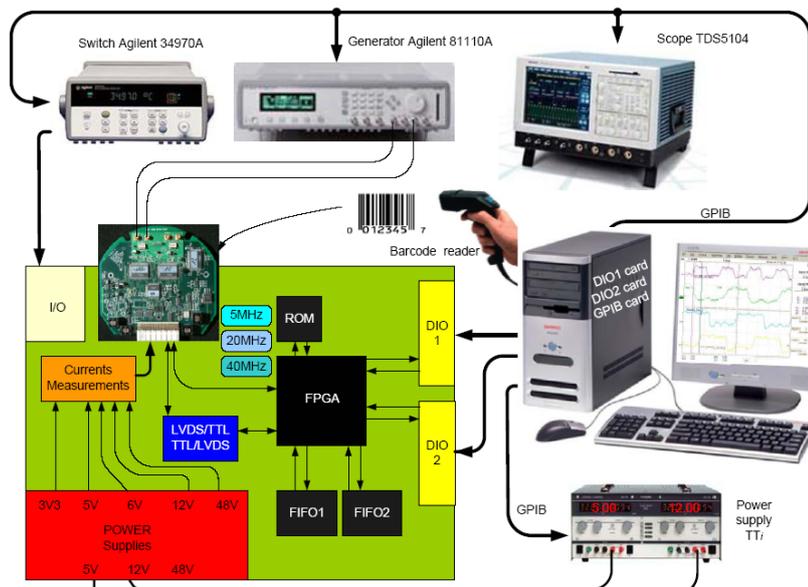


FIGURE 2.3 – Le banc de test de la carte ARS MB.

En particulier, j'ai défini les spécifications auxquelles devaient répondre la carte, pour ce qui est du seuil de déclenchement, du temps, de la charge, et du mode *waveform* - ces spécifications, avant la production des 100 premières cartes, étaient proches de celles de l'ARS nu, à 5-10% près. C'est une fonction de transfert qui traduit les données mesurées en une mesure de temps (en ns), une charge (en pC ou pe), et amplitude (en V). Les caractéristiques de chaque fonctions de transfert, supposées linéaires (pente, piédestal, saturation, non-linéarités, bruit) de l'ARS sont connues, et il faut déterminer dans quelle mesure l'ARS MB peut dégrader chacun de ses paramètres. Des premières mesures ont été effectuées sur les versions V2 et V3 de l'ARS MB, avant que 100 cartes de pré-production d'une carte de version V4, adaptées aux ARS dans leur version finale, ne soient finalement produites. Ce sont ces mesures sur les cartes V2 et V3, en relation avec la mesure du temps, de la charge et du signal numérisé, qui seront présentées ici.

Mesures du temps

Le TVC de chacun des deux ADC des ARS a été étudié en fonction du retard d'un signal d'entrée, en envoyant un signal triangulaire d'un retard variant entre 0.5ns et 100 ns, par pas de 0.5ns. De ces mesures sont extraits :

- les valeurs minimums et maximums de la rampe TVC ;
- les pentes des fonctions de transfert $TVC = f(\text{retard})$;
- les non-linéarités différentielles et intégrales (écart à la droite théorique, écart-type de cette déviation, ou valeur maximale en canaux ADC) ;
- le bruit sur le TVC,

ce qui permet de déterminer la résolution temporelle totale.

Pour se prémunir contre d'éventuels phénomènes de dérive dans le temps, TVC_{\min} doit être > 20 (en canaux ADC), tandis que $TVC_{\max} < 240$, avec une tolérance $\pm 10\%$. Les résultats montrent qu'avec les paramètres de contrôles typiques, les valeurs sont systématiquement décalées de 20 canaux ADC par rapport aux valeurs mesurées sur les ARS nus, ce qui provoque la saturation de la rampe bien avant la fin des 50ns. La solution trouvée a été d'ajuster les paramètres de contrôle de l'ARS pour prendre en compte ce décalage. Il a bien entendu été vérifié que ce changement n'affecte ni la pente, ni les non-linéarités, ni le bruit correspondant.

L'intervalle de tolérance possible pour la pente de la fonction de transfert devait être déterminé. La valeur maximale est donnée par les

50ns sur 220 canaux ADC, soit 4.4canaux/ns. La valeur minimale est reliée à la résolution temporelle totale souhaitée :

$$\langle \sigma_{\text{tot}} \rangle = \text{TVC}_{\text{noise}} \oplus \text{rmsNL} \oplus \text{TimeCalibration} \oplus \text{Walk} < 0.6\text{ns} \quad (2.1)$$

La valeur mesurée de la pente pour l'ARS seul est de l'ordre de 3.9 canaux/ns, soit un LSB (Least Significant Bit) $\approx 0.26\text{ns}$. Les termes d'étalonnage en temps et de non-linéarités sont proportionnels à cette quantité ; en supposant une erreur d'1 canal sur le TVC, on obtient une erreur $\text{LSB}/\sqrt{2} \approx 0.19\text{ns}$ pour le terme d'étalonnage, alors que le terme de non-linéarité est de l'ordre de 0.1 ns pour l'ARS nu, et que le bruit associé au TVC est environ 0.44 ns pour ce même ARS nu. L'erreur due à l'effet de Walk a été estimée de l'ordre de 0.22 ns [Guillard, 2010]. Finalement, pour garder la résolution temporelle $< 0.6\text{ns}$, la pente minimum doit être supérieure à 2.4 canaux/ns.

Toutes les fonctions de transfert mesurées ont satisfait à ces critères pour les cartes V2/V3, avec une augmentation de l'ordre de 6% en moyenne de la pente mesurée par rapport à l'ARS nu.

Les non-linéarités différentielles moyennes mesurées sur les ARS sont de l'ordre de 0.1 ns, avec une valeur maximale autorisée de 0.2ns, tout en gardant une résolution $< 0.6\text{ns}$. La non-linéarité maximale peut être 4 canaux, soit 2% de l'échelle de variation totale. Certaines cartes se révèlent avoir une non-linéarité rms $> 0.2\text{ns}$, qui, combinées aux autres contributions, donnent au final une résolution $< 0.6\text{ns}$. La non-linéarité maximale observée est de 2 canaux, satisfaisant les critères exigés.

Le bruit sur la valeur du TVC doit être gardé sous 0.5ns, pour garantir un bruit inférieure à l'équivalent de 0.3pe. Ici, les cartes V2 se révèlent plus bruyantes, $0.45\text{ns} \pm 0.08\text{ns}$, contre $0.27\text{ns} \pm 0.07\text{ns}$ pour les cartes V3, suggérant un problème de câblage résolu sur les V3. Là encore, la résolution est bien inférieure à la valeur limite.

Au final, la résolution totale mesurée est :

$$\langle \sigma_{\text{tot}}^{\text{V2}} \rangle \approx 0.45\text{ns} \oplus 0.19\text{ns} \oplus 0.19\text{ns} \approx 0.52\text{ns} \quad (2.2)$$

pour les cartes V2, et :

$$\langle \sigma_{\text{tot}}^{\text{V3}} \rangle \approx 0.28\text{ns} \oplus 0.17\text{ns} \oplus 0.18\text{ns} \approx 0.38\text{ns} \quad (2.3)$$

pour les cartes V3.

En tenant compte du fait que les cartes avec les non-linéarités les plus fortes ont les bruits les plus faibles, et réciproquement, la résolution totale reste toujours inférieure à 0.6ns, tout à fait dans les spécifications - tout particulièrement pour les cartes V3.

Mesure de la charge

La valeur des ADC est mesurée en fonction d'un signal d'entrée en pC, mesures dont on doit extraire :

- les valeurs minimums et maximums de l'ADC et la gamme dynamique ;
- les pentes des fonctions de transfert $AVC = f(\text{charge})$;
- les non-linéarités différentielles et intégrales ;
- le bruit à basse charge ($< 2pe$) et à haute charge ($< 10\%$).

ce qui permet de déterminer la résolution en charge totale.

La gamme dynamique est définie par le fait qu'un photoélectron unique a une charge de l'ordre de 8pC et doit être détectée dans la gamme 20 – 240 canaux ADC, pour les mêmes raisons que pour le TVC. On désire éviter une saturation en-dessous de 20 pe. Cela s'est avéré être le cas pour toutes les cartes V2/V3.

Avec un bruit dû au module optique de l'ordre de 0.25 pe, et un rapport pic/vallée observée de l'ordre de 3 (voir la section 2.3), on exige un minimum de 10 ± 1 canaux ADC entre le piédestal et le pic du photoélectron ; cette spécification implique une pente comprise entre 1.12 et 1.38 canaux/pC. Toutes les cartes V2 montrent une augmentation de pente de +4%, avec de fortes non-linéarités à haute charge, qui résulte en une différence de -20% avec l'ARS nu. Les cartes V3, quant à elle, montrent toutes des pentes plus faibles de 7% par rapport aux ARS nus.

La résolution en charge totale est la somme de 3 termes : le bruit, les non-linéarités différentielles, et l'erreur due à l'étalonnage ($=\text{LSB}/2$). Pour un ARS nu :

$$\langle \sigma_Q^{\text{ARS}} \rangle \approx 0.08pe \oplus 0.05pe \oplus 0.05pe \approx 0.11pe \quad (2.4)$$

Des valeurs jusqu'à 0.16pe, correspondant à la moitié du seuil ($1/3$ pe) sont encore acceptables.

Toutes les cartes testées ont des non-linéarités différentielles inférieures à 0.05pe, avec des valeurs maximales toutes inférieures à 0.12pe.

Le bruit est un élément essentiel : pour des charges $< 2pe$, il doit être conservée sous 0.13pe, avec une résolution totale $< 0.16pe$. Ici les cartes V2/V3 s'avèrent très bruyantes, avec une valeur moyenne de l'ordre de 0.145pe à basse charge. Ce bruit s'est avéré être lié au banc de test lui-même et a été résolu. Par ailleurs, à haute charge où l'on désire un bruit $< 10\%$, les cartes montrent de très bonnes performances, avec 4% de bruit relatif en moyenne.

Mesures Waveform

Pour ce mode, qui n'a que très rarement été utilisé en prise de données réelles, sauf à des fins d'étalonnage [Guillard, 2010], les spécifications proviennent essentiellement des valeurs observées sur les ARS nus, en autorisant une variation de $\pm 10\%$ pour la valeur correspondante obtenue une fois l'ARS intégré sur la MB.

Les paramètres suivants ont été mesurés, pour l'anode et les deux signaux de dynodes (correspondant au signal d'anode/5 et au signal d'anode/10) :

- la ligne de base, ou piédestal, du mode Waveform ;
- le bruit, défini comme étant la valeur moyenne sur toutes les cellules de l'écart-type du piédestal dans chaque cellule ;
- le bruit à motif fixe (en anglais, Fix Pattern Noise), ou écart-type sur toutes les cellules du piédestal moyen calculé pour chaque cellule.

A partir de l'automne 2003, des tests sont effectués en chambre noire au CPPM, avant l'immersion de la PSL. A cette occasion, des comportements étranges sont observés dans le mode waveform : des chutes brutales de la ligne de base (figure 2.4), des dérives plus lentes de celle-ci (figure 2.5), ainsi que des oscillations et un bruit important (figure 2.6). Ces observations ont été reproduites en laboratoire à l'IReS, avec des cartes V3 et V4. Il s'avèrera plus tard que ces problèmes étaient en partie dûs à la manière dont les ARS avaient été démontés de cartes V2.

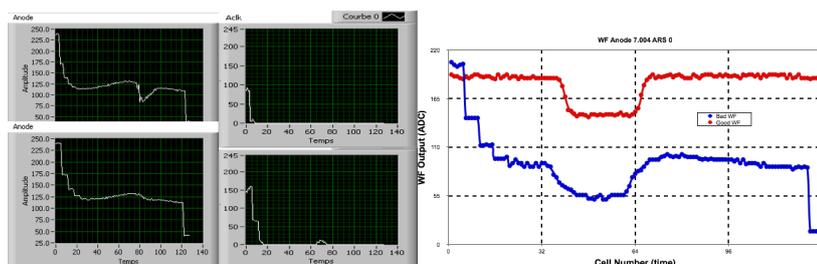


FIGURE 2.4 – Chute de la ligne de base du mode *waveform* : observé en chambre noire au CPPM (à gauche), et reproduite au laboratoire (à droite).

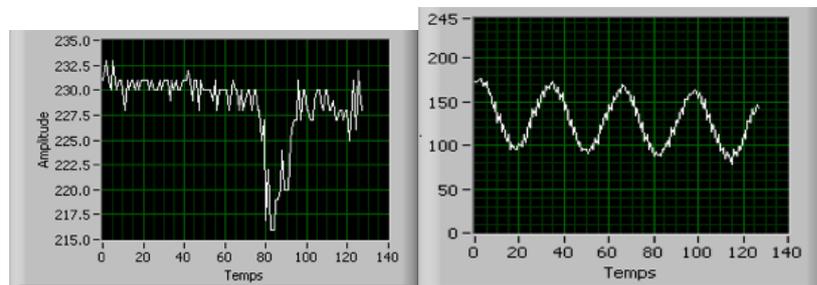


FIGURE 2.5 – Dérive de la ligne de base du mode *waveform* : observé sur le signal lui-même (à gauche), ainsi que sur l'horloge (à droite).

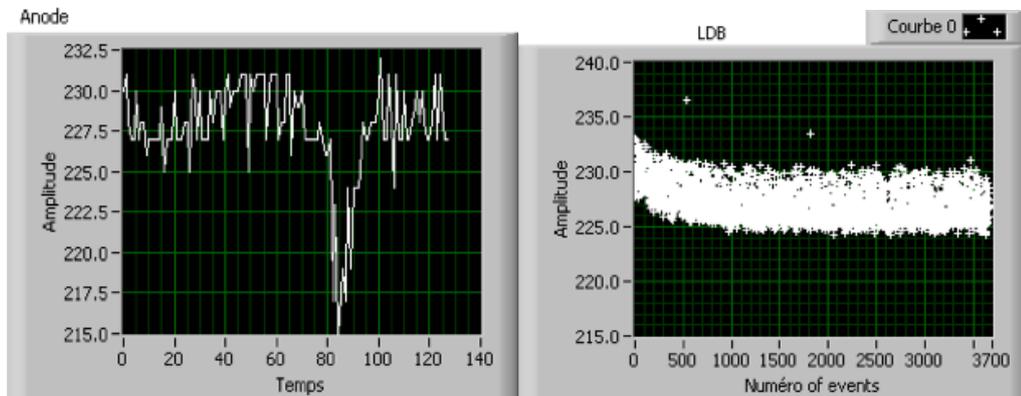


FIGURE 2.6 – Oscillations de la ligne de base du mode *waveform* à gauche ; à droite, bruit sur la ligne de base.

Pour comprendre les raisons de ces comportements, différentes mesures ont été effectués à l'IReS, en utilisant le banc de test et les cartes disponibles. La figure 2.7 montre ainsi d'une part l'aspect de la ligne de base avant un signal, mettant clairement en évidence cet effet de dérive, et d'autre part la variation de ligne de base mesurée avec une sonde active, avant et après le signal proprement dit : la variation de ligne de base est ainsi un changement réel de tension mesurable sur la carte. La figure suivante 2.8 représente la ligne de base avant et après un signal d'amplitude variable, confirmant les observations faites au CPPM sur la dérive de ligne de base. La figure 2.9 montre enfin la variation de la ligne de base après le signal en fonction de son amplitude. Enfin, la figure 2.10 montre un signal rectangulaire dont la composante de Fourier de fréquence 20 MHz a été supprimée : on retrouve clairement des oscillations très similaires à celles observées sur la figure 2.6. Il s'avèrera

que la cause de ces oscillations étaient un mauvais câblage du signal d'horloge à 20 MHz, ce qui est confirmé par la figure 2.10.

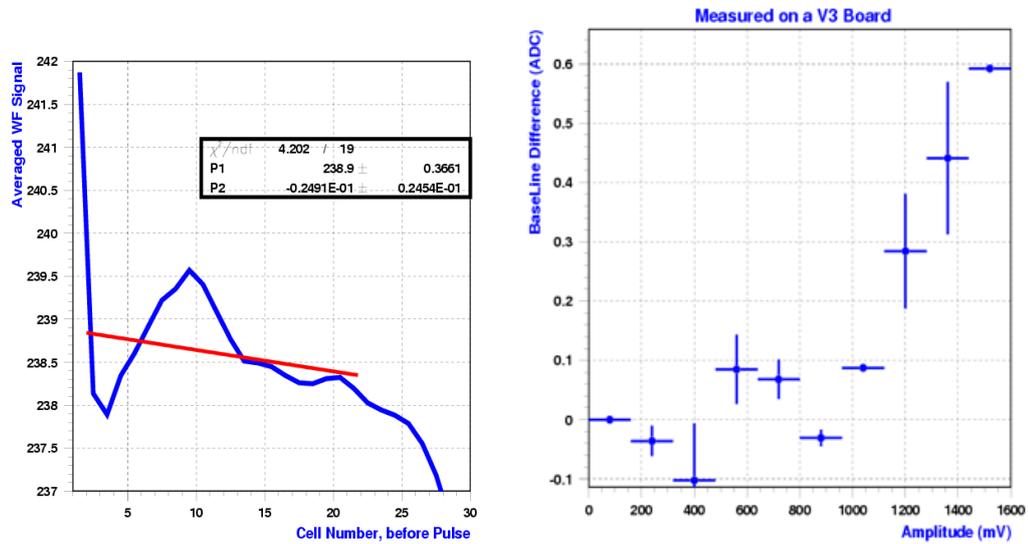


FIGURE 2.7 – Zoom sur la ligne de base avant un signal (à gauche). A droite : mesure à l'IRES de la variation de ligne de base avant/après un signal avec une sonde active.

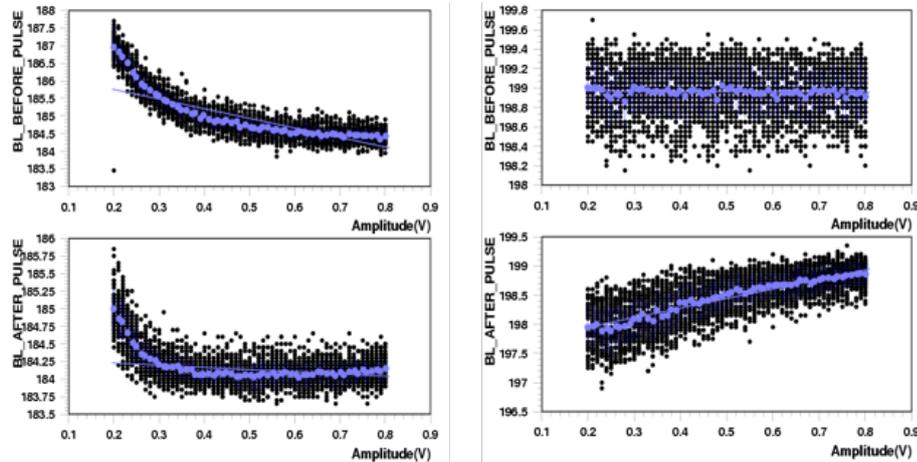


FIGURE 2.8 – Ligne de base avant et après un signal d'amplitude variable.

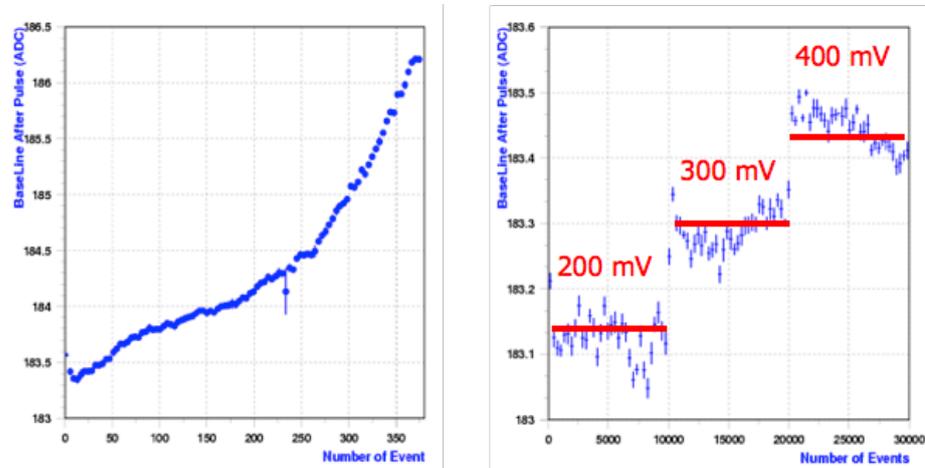


FIGURE 2.9 – Ligne de base après le signal en fonction de son amplitude, par pas de 5mV (à gauche), ou 100 mV (à droite).

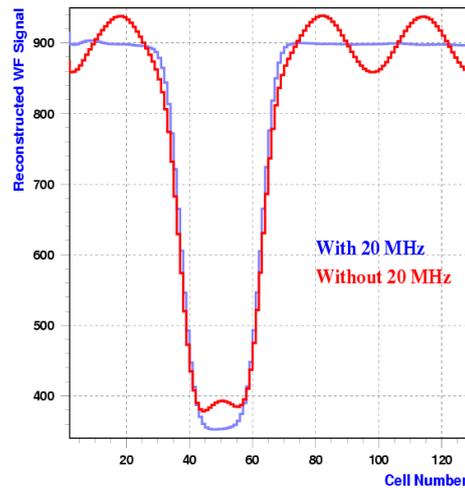


FIGURE 2.10 – Un signal rectangulaire (en bleu) dont la composante à 20 MHz a été supprimé (en rouge).

Déclenchement du seuil

La carte ARS MB doit être capable de délivrer le signal accompagnant le passage du seuil, qui peut être changé au moyen d'un paramètre de contrôle lent. Nous avons donc réalisé des mesures pendant

lesquels des signaux de même amplitude ont été envoyés pendant que le seuil était modifié de manière logicielle : sur un grand nombre de mesures, on doit observer un changement brutal dans le nombre d'événements passant le seuil. Cette variation doit être la plus brève possible, pour que l'amplitude provoquant le déclenchement soit la plus précise possible.

La figure 2.11 montre ainsi la variation du déclenchement (fraction d'événements passant le seuil) en fonction de la valeur du paramètre de contrôle lent, pour une amplitude en mV (à gauche) ou en équivalent photoélectron (à droite). Comme on peut le voir, la transition est toujours très rapide, confirmant que le signal de passage de seuil n'est pas altéré lors de son parcours sur la carte. Ces mesures permettent de connaître le seuil effectif, c'est-à-dire, par interpolation, la relation entre le seuil en photoélectron et le paramètre de contrôle lent correspondant.

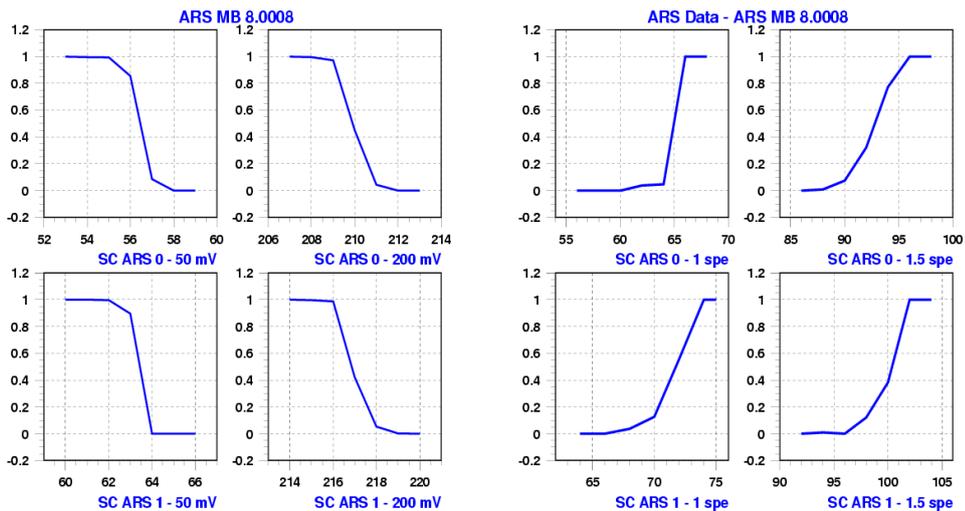


FIGURE 2.11 – Variation du taux de déclenchement en fonction de paramètre de contrôle lent correspondant.

2.2.3 Résultats et comparaison des différentes versions

Les principaux résultats concernant le temps et la charge sont résumés ici, en mettant l'accent sur les différences observées sur les différentes versions de la carte ARS MB.

Temps

L'allure d'une rampe TVC est visible sur la figure 2.12. Les résultats principaux sont présentés dans le tableau 2.1. Les spécifications pour le bruit et la résolution finale sont rappelées. On y voit que la résolution temporelle totale est bien inférieure aux 0.6 ns requis. Les valeurs de TVC sont systématiquement décalées de +5/+20 canaux ADC par rapport aux valeurs mesurées sur un ARS nu pour les cartes V1 ou V2/V3/V4, à cause de câblages différents (plan de masse) - décalage qui peut être résolu par un changement des paramètres de contrôle des ARS sans dégradation de la résolution temporelle.

La pente mesurée sur l'ARS MB varie de l'ordre de +6% par rapport à la valeur mesurée pour l'ARS nu, entraînant un bruit équivalent inférieure de l'ordre de 25% dans le cas de l'ARS intégré sur la carte ARS MB.

On notera enfin que les 100 cartes pré-produites, avant la production de masse pour les 12 lignes d'ANTARES, présentent les caractéristiques résumées dans le tableau ??, avec un bruit bien inférieure et une résolution finale équivalente, à cause de non-linéarités plus importantes, essentiellement causées par l'ARS lui-même.

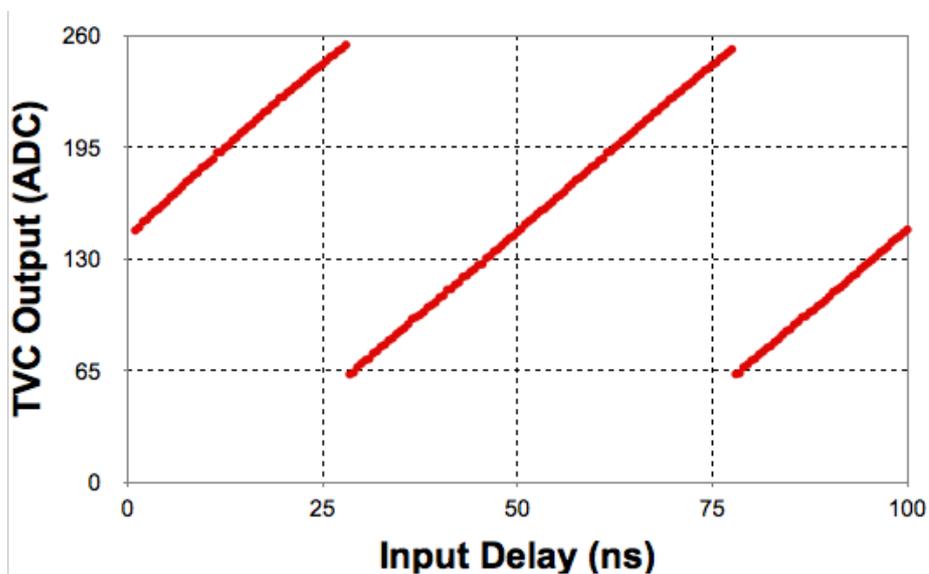


FIGURE 2.12 – Allure de la rampe TVC, mesurée sur le banc de test ARS MB.

TABLE 2.1 – Comparaisons V2/V3/V4 pour le temps.

	V2	V3	V4
< DNL >	0.13 ns	0.16 ns	0.16 ns
< INL >	0.23 ns	0.42 ns	0.46 ns
Bruit (< 0.5 ns)	0.23 ns	0.34 ns	0.22 ns
Δ TVC	+5 ADC	+20 ADC	+20 ADC
σ_t (< 0.6 ns)	0.36 ns	0.40 ns	0.30 ns

TABLE 2.2 – Résultats relatifs au temps pour les 100 cartes de pré-production.

< DNL > \approx 0.22ns, < INL > \approx 0.5ns
Bruit \approx 0.11ns
$\sigma_t \sim$ 0.32ns

Charge

L'allure de la fonction de transfert de l'ADC mesurant la charge est représentée sur la figure 2.13. Ces mesures nous ont permis de déterminer les caractéristiques résumées dans le tableau 2.3 et 2.4. BC et HC indiquent respectivement les bruits calculés à basse charge (en pe) et à haute charge (relativement à la charge mesurée). Les valeurs d'ADC sont là aussi systématiquement décalées vers le haut, de +10 canaux ADC en moyenne, tandis que la pente de la fonction de transfert varie quant à elle de -10% . Cette différence entraîne, point positif, un bruit équivalent à basse charge 15% inférieure à sa valeur mesurée pour l'ARS nu, mais un bruit à haute charge (relatif) près de 30% supérieur.

TABLE 2.3 – Comparaisons V2/V3/V4 pour la charge.

	V2	V3	V4
< BC > (< 0.135 pe)	0.1 pe	0.08 pe	0.08 pe
< HC > (<10%)	1.9%	1.7%	1.5 %
LSB	0.113 pe	0.109 pe	0.108 pe
Δ TVC	+5 ADC	+20 ADC	+20 ADC
σ_Q (<0.16 pe)	0.13 pe	0.11 pe	0.11 pe

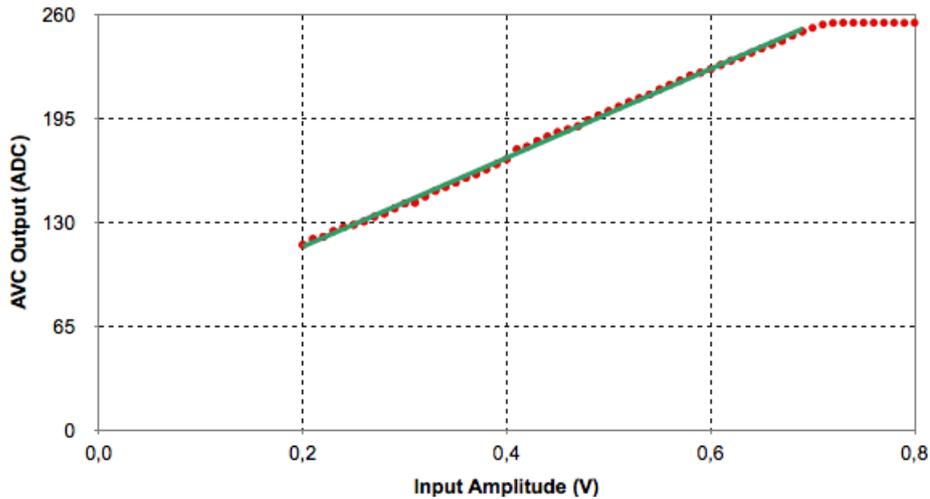


FIGURE 2.13 – Fonction de transfert ADC = f(amplitude).

TABLE 2.4 – Résultats relatifs à la charge pour les 100 cartes de pré-production.

$\langle BC \rangle = 0.08 \text{ pe}$
$\langle HC \rangle = 1.6\%$
$\sigma_Q \sim 0.11 \text{ pe}$

Waveform

Notons ici que le gain moyen mesuré $\bar{G} \approx -301 \text{ ADC/V}$ implique un bruit moyen mesuré sur ce mode de l'ordre de 2.3 mV , tout à fait dans les spécifications. Ce gain moyen ne diffère des gains mesurés sur l'ARS nu qu'au maximum de 5%.

En outre, les problèmes liés à la ligne de base, avec un taux d'occurrence maximum de 5%, ont été totalement résolus, puisqu'ils n'ont jamais été observés sur les cartes V4 (nouveaux câblages de l'horloge), probablement aussi en raison de la nouvelle version des ARS (1.5) équipant ces cartes.

Conclusions

En décembre 2004, la *Production Readiness Review* approuve la dernière version de la carte ARS MB - c'est elle qui équipera les 12 lignes d'ANTARES. Des décalages sont toujours observés dans les différentes

mesures lorsque l'ARS est intégré sur les cartes MB puis lorsque ces cartes sont elles-mêmes intégrées dans les modules de contrôles locaux (LCM), des décalages qui peuvent être réduits en modifiant les paramètres de contrôle, sans ajout de bruit.

2.3 Étalonnage *in situ* : la MILOM (2005)

La mise en fonction de la MILOM en mars 2005, puis de la ligne 1 d'ANTARES un an plus tard, a permis de tester plus avant notre connaissance de l'instrument. Elles ont ainsi permis de définir les protocoles d'étalonnage, en particulier pour la charge, et leurs conditions de validité. En effet, *in situ*, la fonction de transfert reliant la charge mesurée (en canaux ADC) à l'amplitude du signal (en photoélectron) est obtenue :

- en supposant une relation linéaire : $\text{Amplitude} = \text{Gain} \times \text{ADC} + \text{Décalage}$,
- le terme de décalage étant obtenu en mesurant la charge mesurée pour un signal d'amplitude nulle, ou piédestal, par une lecture aléatoire de la charge des ARS ;
- le terme de gain étant quant à lui déterminé en utilisant le fait que la majorité des signaux enregistrés par les modules optiques sont des photoélectrons uniques, émis par la bioluminescence ou la radioactivité due au ^{40}K .

Il était donc primordial de vérifier cette linéarité. C'est là l'objet des deux études présentées ici, qui, on a vu le voir, sont toutes deux liées à la linéarité à basse amplitude de la mesure de la charge.

2.3.1 Gains en mode *waveform* avec la MILOM

Les premières données prises avec la MILOM ont rapidement révélés des gains (en ADC/V) dans le mode *waveform* plus petit qu'attendu, d'environ 20%, alors que la charge mesurée grâce aux ADC étaient conformes aux prévisions. Ce mode permettant de visualiser très nettement la forme des signaux, il est particulièrement utilisé pour l'étalonnage, d'autant plus dans les phases d'ajustement des différents protocoles. Il était donc essentiel de comprendre l'origine de ces différences.

En utilisant un seuil très bas ($\sim 4\text{mV}$), l'intégrale du signal numérisé pour des événements au photoélectron a été évaluée comme étant 20% plus basse que celle attendue. La figure 2.14 montre les résultats en *waveform* et AVC mesurés grâce à l'un des modules optiques de la MILOM, tandis que la figure 2.15 montre un spectre en charge (ADC) obtenu à

Valence, lors de tests sur les modules optiques. C'est en comparant ces deux valeurs, comme nous allons le voir, que ce désaccord est apparu.

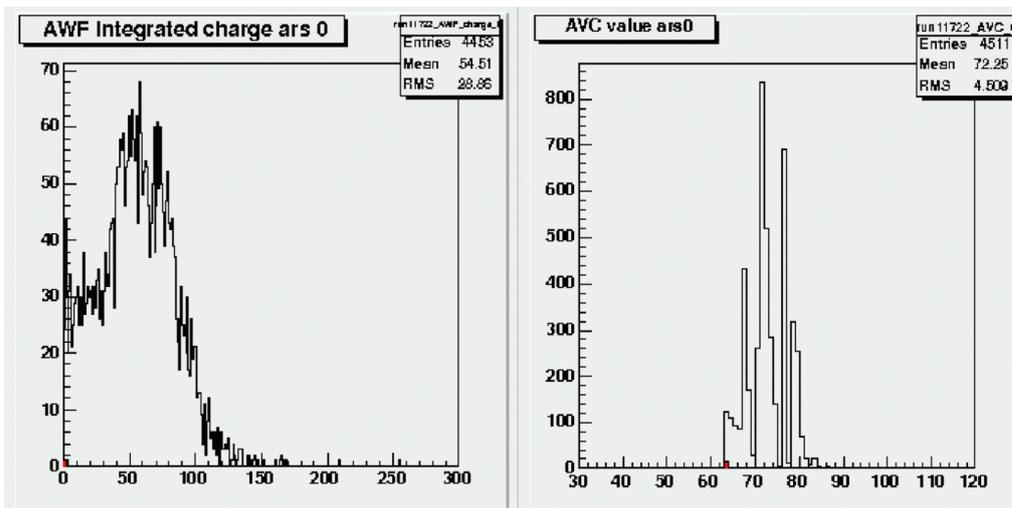


FIGURE 2.14 – Intégrale du signal *waveform*, en ADC^2 pour un seuil de $1/11\text{pe}$ (moyenne 55ADC^2). Distribution de la charge correspondante mesurée par l'AVC (moyenne 72ADC).

Gains mesurés sur les ARS nus

Les mesures réalisées sur les 400 ARS1.5 de pré-production ont permis de déterminer un gain moyen $G_{\text{ARS}} \approx -286 \pm 17.5\text{ADC}/\text{V}$. Ce gain est obtenu de la manière suivante :

- la ligne de base moyenne avant le signal est calculée, de l'ordre de $220 \pm 17\text{ADC}$;
- la valeur moyenne de la partie signal numérisée est calculée, qui dépend de l'amplitude du signal injecté ;
- le signal en tant que tel est donc la différence de cette dernière valeur et de la ligne de base : c'est une mesure qui augmente, en valeur absolue, avec l'amplitude ;
- un ajustement linéaire est réalisé sur la fonction de transfert $\text{Signal} = f(V)$, dont la pente est le gain pour l'anode, en ADC/V .

Aucune information n'était disponible concernant le piédestal de cet ajustement, en ADC . il doit être proche de 0 si la fonction de transfert est linéaire sur toute la gamme dynamique, et doit de toutes manières être telle que la partie signal doit être nulle pour une amplitude nulle.

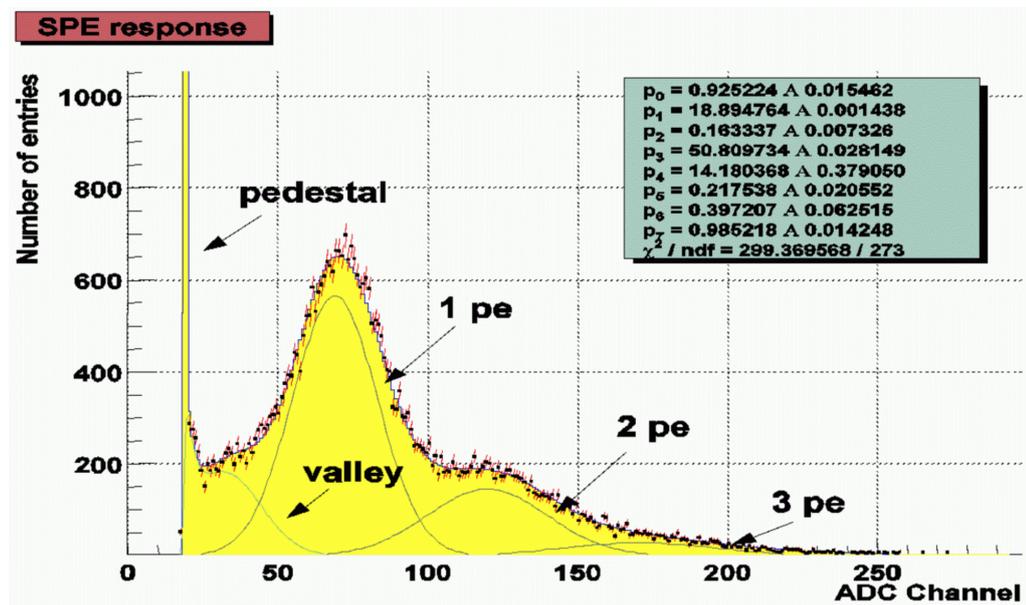


FIGURE 2.15 – Mesure d'un spectre à Valence avec un ADC Lecroy. Le photoélectron est ici, pur coïncidence, mesuré au canal ~ 70 .

Le signal du photoélectron

La signal caractéristique du photoélectron a les propriétés suivantes :

- une amplitude négative ;
- une forme triangulaire ;
- un temps de descente de l'ordre de 4 ns, et un temps de montée de l'ordre de 14 ns ;
- une amplitude maximale, en valeur absolue, de 45 mV environ.

En utilisant les gains mesurés de la section précédente, le photoélectron correspond donc à un pic d'amplitude $\sim 13\text{ADC}$ pour sa partie signal. La durée d'une cellule *waveform* étant 1.5625 ns (640 Mhz), il occupe donc environ 11.5 canaux ADC. Son intégrale est donc environ $\frac{1}{2}45 \times 10^{-3} \times 286 \times 18/1.5625 \approx 74\text{ADC}^2$, soit une différence de plus de 20% avec ce qui a été mesurée grâce à la MILOM (figure 2.14).

La façon la plus générale d'estimer l'intégrale de la partie signal, pour un pic triangulaire, est de calculer, à partir du gain G en ADC/V, de son amplitude V_0 en V et de sa durée Δt en ns :

$$\int \text{WF} \approx 0.32 \times (G \times V_0 + P) \times \Delta t \quad (2.5)$$

Bien entendu, si le piédestal de la fonction de transfert linéaire n'est pas nul, l'estimation de l'intégrale sera différente de la valeur trouvée sans prendre en compte de ce piédestal. Ainsi, pour un piédestal $\approx 10\text{ADC}$, l'intégrale théorique est $\approx -16.5\text{ADC}^2$, tandis que l'intégrale estimée sans ce piédestal pourrait même être positive si $P > G \times V_{pe} \approx 13\text{ADC}$, conduisant à des résultats non-physiques.

Par conséquent, une différence entre l'estimation *in situ* de l'intégrale du signal numérisé et l'intégrale calculée à partir de la fonction de transfert linéaire serait un signe de déviation à la linéarité pour de petites amplitudes, c'est-à-dire un piédestal P non nul.

2.3.2 Gains mesurés sur les ARS MB

Les tests réalisés sur les 100 ARS MB de pré-production, présentés dans ce chapitre, et qui ont finalement été installées sur la ligne 1, révèlent un gain pour l'anode $G_{MB} \approx -293.4 \pm 9.5\text{ADC/C}$, alors que le gain mesuré pour les ARS les équipant est $G_{ARS}^{MB} \approx -313.3 \pm 6.3\text{ADC/V}$, soit une différence de l'ordre de $6.4 \pm 2.4\%$, qui peuvent être expliquées par des différences dans les bancs de test. Avant juillet 2005, les piédestaux des fonctions de transfert n'étaient pas étudiés.

Intégrale exacte et approchée

En utilisant les données collectées pendant ces tests à l'IReS, les intégrales exactes pour ce mode numérisé ont été calculées et comparées aux intégrales approchées utilisant l'approximation linéaire. Le résultat (rapport moyenné sur 200 ARS) est montré dans la figure 2.16, en fonction de l'amplitude injectée.

L'intégrale calculée en prenant en compte un piédestal non nul est, on le voit, très proche de l'intégrale réelle calculée sur le signal brut, tandis que l'intégrale approchée (avec piédestal nul) diffère de 50% de la valeur exacte à basse amplitude, comme on peut le voir sur l'extrapolation calculée à partir de l'ajustement d'un polynôme du second degré. On peut aussi remarquer une déviation à l'unité pour de petites amplitudes, même en prenant en compte le piédestal non nul.

Conséquences

Le piédestal extrait de l'ajustement linéaire pour les 200 ARS de pré-production étant $20.3 \pm 2.7\text{ADC}$, non nul, un signal de type photoélec-

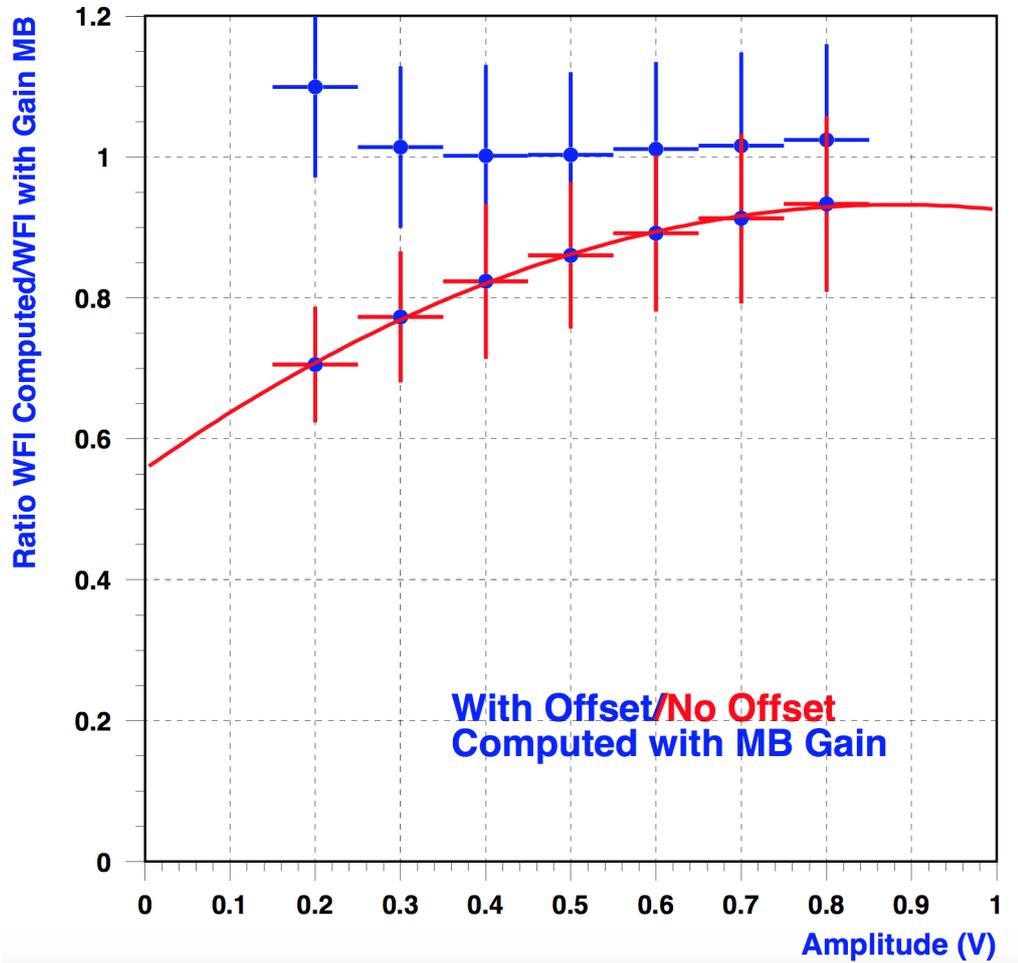


FIGURE 2.16 – Rapport des intégrales exactes et approchées avec et sans prise en compte du piédestal. Un polynôme du second degré a été ajusté sur le rapport calculé avec piédestal nul.

tron aura alors une intégrale positive, en supposant une fonction de transfer positive :

$$\int W_{spe}^{lin} \approx 0.32 \times (-293.4 \times 0.045 + 20.3) \times 18 = 40.9 \text{ADC}^2 \quad (2.6)$$

On note alors une différence de presque 45% avec la valeur attendue (74 ADC^2), qui est plus de deux fois supérieure à ce qui est mesuré *in situ*.

Remarquons qu'un piédestal non nul implique qu'un signal de type SPE sera un signal positive (puisque son intégrale est positive), ce qui

n'est pas physique. Cela implique aussi qu'un signal d'amplitude nul aura une intégrale non nulle, ce qui, là encore, n'est pas physique. Deux causes particulières peuvent expliquer cet effet :

- une saturation à basse amplitude,
- ou, de manière équivalente, une déviation par rapport à la linéarité à basse amplitude.

Mesures à basse amplitude *waveform*

Des mesures à basse amplitude ont donc été réalisées à l'IREs sur une des ARS MB de pré-production devant être installée sur la ligne 1, encore présente au laboratoire. La partie signal du mode numérisé est montrée sur la figure 2.17. On voit clairement qu'à basse amplitude, la partie signal dévie de ce qu'on attendrait pour une fonction de transfert linéaire sur toute la gamme dynamique. Le gain effectif en mode numérisé va donc, en pratique, dépendre de l'amplitude du signal.

Pour un signal de type SPE, le pic représente $\approx -7\text{ADC}$ (sous la ligne de base), d'où un gain effectif $\approx -7/0.045 = -155.6\text{ADC/V}$, au lieu des -303ADC/V attendus. La différence entre les intégrales pour ce même signal sera donc de l'ordre de 50%. L'intégrale de ce signal est :

$$\int \text{WF}_{\text{spe}}^{\text{real}} \approx 0.32 \times 7 \times 18 = -40.3\text{ADC}^2 \quad (2.7)$$

qui est très proche, en valeur absolue, de $\int \text{WF}_{\text{spe}}^{\text{lin}}$, calculée avec un piédestal non nul. Dans cette approximation linéaire, l'amplitude du SPE (45 mV) représente 8.4 ADC, ce qui représente une différence de l'ordre de 20% - ce qui est l'ordre de grandeur de la différence mise en évidence par les données de la MILOM.

2.3.3 Des conclusions préliminaires

Les mesures réalisées à Saclay (voir la figure 2.17) sur des ARS nus montrent que l'approximation linéaire est valable sur toute la gamme dynamique (au-dessus de 50 mV). Ici, la pente de l'ajustement linéaire à basse amplitude (< 200 mV) est la même que celle calculée à haute amplitude (> 200 mV), avec un piédestal comparable $\sim 1 - 2\text{ADC}$.

On remarque qu'il y, là encore, un décalage systématique entre le piédestal de la fonction de transfert liée au mode numérisé tel que mesuré sur les ARS nus (proche de zéro), et celui mesuré une fois la puce intégrée sur la carte ARS MB (proche de 20 ADC). Cette fonction de

transfert dévie de l'approximation linéaire pour $V < 150\text{mV}$. Cette déviation explique la différence de 20% observée dans les données de la MILOM entre les intégrales exactes du signal numérisé et ce qu'on attend d'une fonction de transfert linéaire.

Ce décalage, d'origine inconnue, est du même ordre de grandeur que celui observé pour les valeurs minimums du TVC, entre les valeurs mesurés sur les ARS nus et une fois ces mêmes ARS intégrés sur la carte ARS MB. Ce décalage, que nous avons pu mettre en évidence, introduit une non-linéarité dans le mode *waveform* aux plus basses amplitudes.

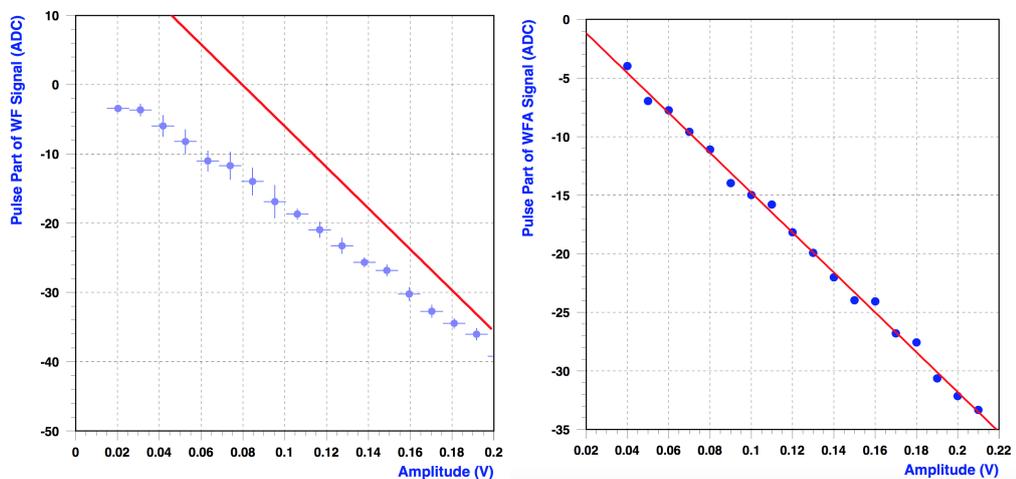


FIGURE 2.17 – A gauche : Pour la carte ARS MB 8.0023, ARS 0 : partie signal du mode numérisé en fonction de l'amplitude en V, entre 20 et 200 mV. La ligne rouge représente l'ajustement réalisé pour extraire le gain de l'anode avec des amplitudes $> 200\text{ mV}$ ($G \approx 303\text{ADC/V}$, piédestal de l'ordre de 22 ADC). A droite, Mesures à Saclay : signal numérisé (ADC) en fonction de l'amplitude injectée.

2.4 Étalonnage *in situ* : Ligne 1

La charge, ou nombre de photoélectrons, d'un événement a une influence directe sur la reconstruction de la direction d'arrivée et de l'énergie d'un muon laissant une trace Cherenkov dans le détecteur. Cette quantité de photons donne une information sur la perte d'énergie du muon lors de son passage, ainsi que sur sa distance à une ligne particulière, et donc son inclinaison. Il est donc particulièrement important

d'avoir une estimation aussi précise que possible de la charge (en pC ou en photoélectron) détectée par un module optique.

Le calcul de cette charge se fait au moyen des AVC des ARS. La fonction de transfert est supposée linéaire : $AVC = f(Q)$, et ce sont le piédestal et le pic du photoélectron qui permettent d'évaluer les deux paramètres de cette fonction linéaire.

L'opération de la ligne 1 et les tests effectués en chambre noire à Pise sur la ligne 3 ont révélé à partir de 2006-2007 des comportements hautement non-linéaires, que l'on peut voir sur la figure 2.18. Des études supplémentaires, pour s'assurer, comme suggéré dans la section précédente, que ces comportements étaient bien dûs à une non-linéarité du mode numérisé ont été entreprises à la suite de ces observations, études auxquelles j'ai pu contribuer.

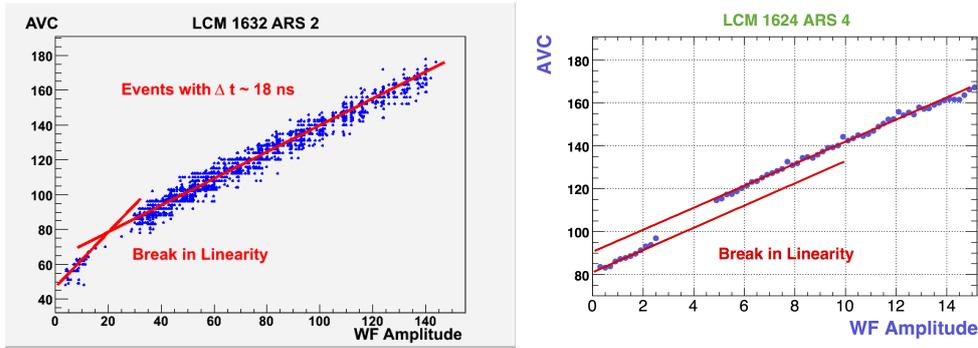


FIGURE 2.18 – Données Ligne 1 : valeur de l'AVC en fonction de l'amplitude mesurée en mode numérisé. Idem pour un autre LCM de la Ligne 1, connectée en 2006.

2.4.1 Non-linéarités en charge

D'autres exemples de déviation à la linéarité sont montrées dans la figure 2.19, avec cette fois-ci la charge mesurée par l'intégrateur exprimée en photoélectrons, à partir de la relation :

$$Q(pe) = \frac{AVC - \text{piédestal}}{\text{Position du photoélectron} - \text{piédestal}} \quad (2.8)$$

Ces courbes sont à mettre en perspective en observant le comportement de l'intégrale du signal numérisé, visible sur la figure 2.20, en fonction de l'amplitude du signal, pour 2 ARS équipant la Ligne 1. L'intégrale du signal numérisé a bien une variation linéaire avec l'amplitude sur

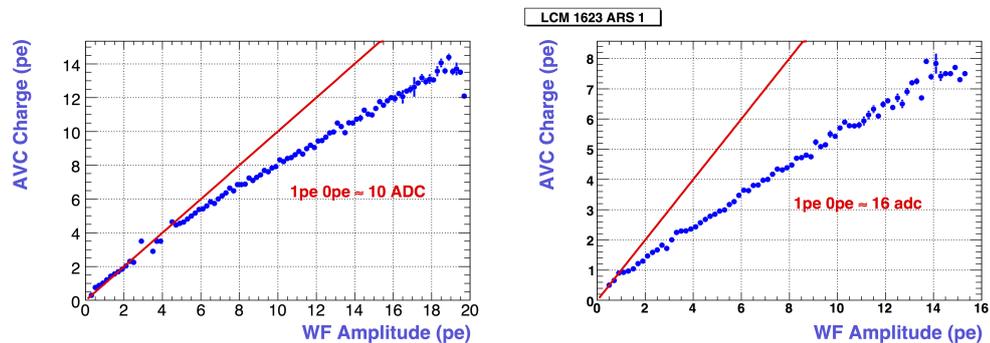


FIGURE 2.19 – Données Ligne 1 : valeur de l'AVC exprimée en pe à partir de la connaissance du piédestal et de la position du photoélectron, en fonction de l'amplitude mesurée en mode numérisé. Idem pour un autre LCM de la ligne 1, connectée en 2006.

toute la gamme explorée, même aux plus petites amplitudes. Notons que pour le graphe de droite de la figure 2.20, une sélection très fine a été opérée, où la largeur du signal a été mesurée et sélectionnée, en utilisant les outils d'analyse du mode *waveform* développés par G. Guillard pendant sa thèse [Guillard, 2010]. Ils se sont révélés être des instruments très précieux pendant cette phase de compréhension du détecteur.

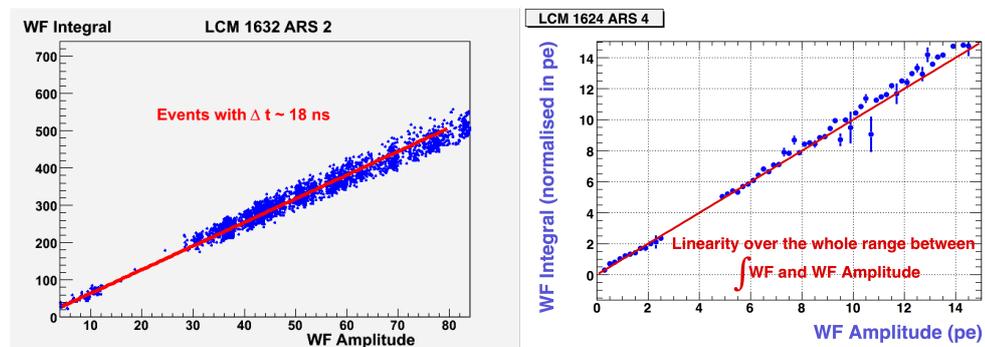


FIGURE 2.20 – Données Ligne 1 : intégrale du signal numérisé, en ADC² en fonction de l'amplitude de la partie signal proprement dite (en ADC). A droite, intégrale exprimée en équivalent photoélectron en fonction de l'amplitude rapportée à l'amplitude mesurée pour un signal d'1 pe.

Ainsi, le mode numérisé semble bien linéaire même aux plus petites amplitudes, alors que la charge mesurée grâce aux intégrateurs montre des non-linéarités, en fonction de l'amplitude du signal numérisé, aux plus

basses amplitudes. La figure 2.21 exprime le problème sous un autre angle : le graphe de droite montre la valeur de l'AVC auquel on a soustrait le piédestal, en fonction de l'amplitude *waveform*, là encore pour des pics uniques de largeur très bien définie, de l'ordre de 14 ns, caractéristique du signal du photoélectron. On peut y voir deux phases linéaires distinctes, avec des pentes de l'ordre de 4 ou 8 ADC/pe. Le graphe adjacent représente la valeur de la charge déduite de la relation 2.8 en utilisant l'une ou l'autre de ces 2 valeurs : la charge calculée est bien différente (d'un facteur 2), et l'on remarque un plateau pour les plus basses amplitudes.

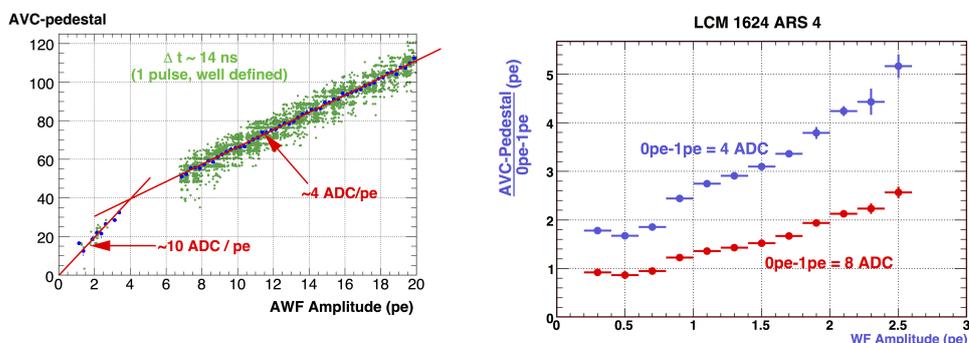


FIGURE 2.21 – Données Ligne 1 : valeur de la quantité AVC-piédestal mesuré, en fonction de l'amplitude en mode numérisé. A droite, charge équivalente selon la valeur prise pour l'écart $1pe - 0pe$.

Ces observations ont été confirmées par des mesures effectuées à Pise, lors de l'intégration de la ligne 3, comme le montre la figure 2.23. Les pentes des fonctions de transfert $AVC = f(Q)$ à hautes et basses charges sont bien différentes, de l'ordre de 10%, alors que le piédestal diffère en moyenne de 0.3 pe.

2.4.2 Des mesures *in situ* et en laboratoire

Le banc de test ayant été utilisé pendant les tests sur les ARS étant disponible à Saclay, des mesures ont été réalisées (Saclay et APC) à l'aide d'un générateur linéaire sur toute la gamme d'amplitude nécessaire. Elles sont résumées, par exemple, dans une note donnée en annexe de [Kouchner, 2010]. Elles ont confirmées la linéarité de l'intégrateur de charge, et donc la non-linéarité du signal *waveform*.

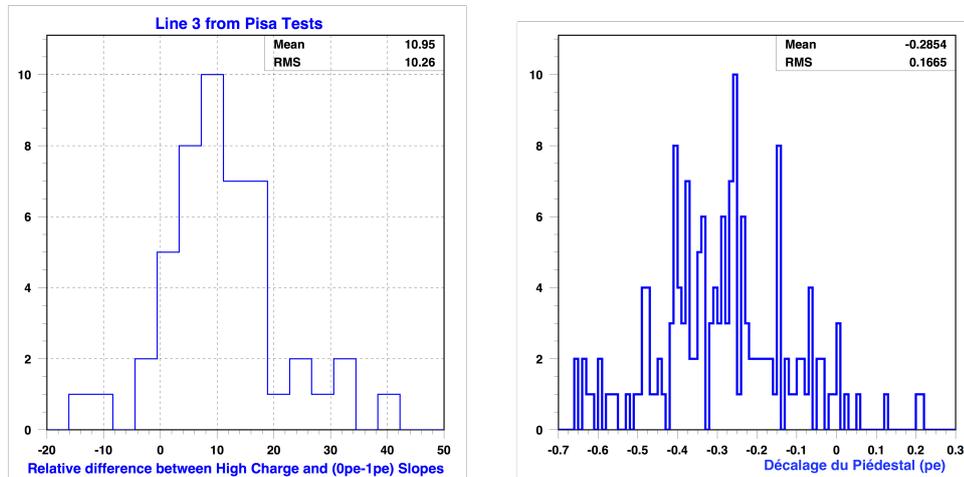


FIGURE 2.22 – A gauche : différence relative entre la pente de AVC = $f(V)$ obtenue à haute ou basse charge, mesurée à Pise. A droite, différence (en pe) entre les piédestaux extraits des deux ajustements linéaires.

En utilisant les données prises avec la ligne 1, ainsi que les outils d'analyse du mode numérisé développé par G. Guillard, il nous a été possible d'arriver aux mêmes conclusions sans ces mêmes mesures en laboratoire.

Le logiciel *WaveForm Run Analysis Tools*, présenté dans [Guillard, 2010], permet ainsi d'extraire les informations relatives à tous les pics rencontrés dans l'ensemble des 128 cellules d'un signal numérisé en mode *waveform*. Il repose sur la détermination de la forme typique d'un signal du photoélectron unique, en considérant le signal le plus fréquemment obtenu (l'essentiel des événements étant des photoélectrons uniques), puis sur l'ajustement de cette forme typique pour déterminer l'amplitude, ou la charge totale, de chaque événement. La fonction caractéristique utilisée est la suivante :

$$A_{1\text{ pe}}(t) = a_0 e^{-\frac{2(t-a_1)}{a_2}} \cdot e^{\alpha t^2 - a_3} \quad (2.9)$$

avec α qui est fonction de a_2 . Le signal détecté pour une charge Q est alors simplement $A_Q(t) = Q \times A_{1\text{ pe}}(t)$.

Cette connaissance de la forme du signal lors d'un événement du type photoélectron unique et ce traitement précis du signal numérisé nous a permis aussi de déterminer le nombre de pics détectés dans un événements de type *waveform*, leur amplitude ou charge individuelle et de mesurer leur séparation temporelle. Ainsi, l'intégrale d'un signal

typique du photoélectron, estimée dans le mode numérisée, étant Q , il nous a été possible de sélectionner des événements avec deux pics consécutifs, de séparation temporelle Δt variable, ayant chacun une charge égale à $Q/2$. L'intégration de la charge en AVC s'effectuant pendant un temps de l'ordre de 25ns, la charge mesurée par l'intégrateur en canaux ADC, ou son équivalent obtenu en pe à partir des paramètres obtenus lors des étalonnages (piédestal et différence $1pe - 0pe$), doit être égal à 1 photoélectron tant que $\Delta t < 25ns$. Ce résultat est valable même si le mode numérisé n'est pas linéaire, et c'est là tout l'intérêt de la méthode. Par contre, si la charge mesurée par l'AVC n'est pas égal à 1 pe, on démontre ainsi la non-linéarité de l'intégrateur dans cette zone de charge.

Le même protocole expérimental peut être appliqué en utilisant des signaux numérisés dans lesquels on peut distinguer deux pics de charge égale à Q , avec Q la charge (intégrale du signal *waveform*) correspondant à un photoélectron unique, de séparation temporelle variable Δt . Là encore, tant que $\Delta t < 25ns$, c'est-à-dire tant que la charge totale des deux pics peut être intégrée par l'AVC, le signal mesuré par l'intégrateur doit correspondre à 2 photoélectrons. Ce résultat est valable même si le mode numérisé n'est pas linéaire. Par contre, si la charge mesurée par l'AVC n'est pas égal à 2 pe, on démontre ainsi la non-linéarité de l'intégrateur autour de cette valeur de charge.

Les résultats sont représentés dans la figure 2.23, là encore avec des données prises par la Ligne 1. Dans les deux cas, tant que les deux pics détectés par le programme d'analyse sont séparés de $\Delta t < 25ns$, la charge mesurée par l'intégrateur est bien égal à 1 ou 2 photoélectrons, suivant le cas. On confirme ainsi la linéarité de l'intégrateur, et la non-linéarité du mode numérisé.

2.4.3 Une hypothèse confirmée

Comme ont pu le suggérer les mesures faites sur la MILOM, confirmées quelques temps plus tard par les études menées grâce à la Ligne 1, le mode *waveform* présente donc des non-linéarités, essentiellement à basse amplitude, alors que l'intégrateur, sur lequel repose l'estimation de la charge dans ANTARES, est bien linéaire sur toute la gamme dynamique. Les protocoles d'étalonnage qui reposent sur la mesure de deux points uniquement (piédestal et position du photoélectron) pour déterminer la fonction de transfert $Charge = f(AVC)$, sont donc bien valides.

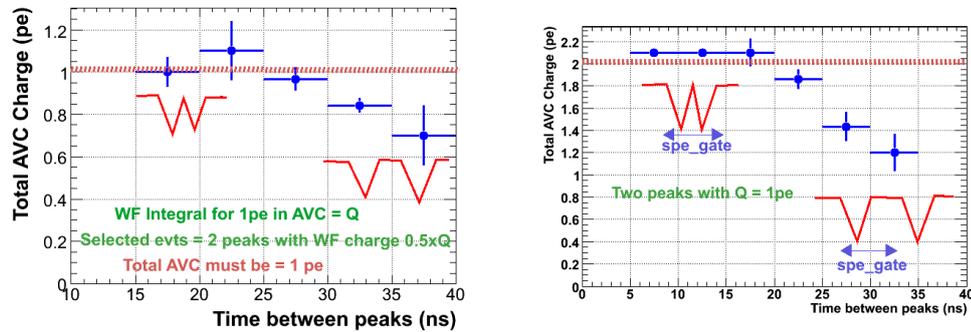


FIGURE 2.23 – A gauche : charge AVC (équivalent pe) de l'intégrateur en fonction de la séparation de deux pics de charge $Q/2$, avec $Q = 1\text{pe}$ la charge en mode *waveform*. A droite : charge AVC (pe) en fonction de la séparation de deux pics de charge Q .

2.5 Conclusions

La carte ARS MB, qui fait l'objet d'une partie de ce chapitre, équipe maintenant les 12 lignes du détecteur ANTARES, et n'ont montré, depuis le début des opérations de ces lignes en 2006, voilà presque 10 ans, aucun défaut qui puisse leur être directement imputable. Cette réalisation, qui a, au final mobilisé très peu de forces techniques, avec le renfort de deux physiciens localement, a donc été un réel succès.

Enfin, il faut souligner, pour la regretter, l'utilisation très faible qui est faite du mode *waveform*, qui s'avère être un outil fantastique pour une parfaite connaissance de l'instrument. Un spectre typique pris en mode numérisé permet de visualiser très nettement la position du photoélectron, alors que cette détermination est rendue difficile avec l'intégrateur à cause de la présence de non-linéarités différentielles.

Notons que ce mode a initialement été introduit pour éventuellement distinguer des muons atmosphériques descendants multiples des muons isolés, à partir des signaux multiples détectés dans une même fenêtre de $128 \times 1.56\text{ns} \approx 200\text{ns}$. Dans une telle configuration, la séparation temporelle entre les signaux provenant de muons différents est proportionnelle à la séparation spatiale entre les traces. La charge d'un signal étant inversement proportionnelle à la distance (la lumière est émise selon un cône), la différence des charges est $\Delta Q \propto \Delta d/d^2$, où Δd est la séparation spatiale entre les traces.

La figure 2.24 a été ainsi obtenue en utilisant le logiciel d'analyse de *waveform* présenté dans [Guillard, 2010]. Elle montre, d'une part, la dis-

tribution des rapports des intégrales lorsque deux pics sont isolés, en fonction de la séparation δt de ces pics, ainsi que, d'autre part, ce rapport de charge en fonction de δt . Les pics très rapprochés $\delta t \lesssim 40\text{ns}$ proviennent sans aucun doute de la même trace, dans le cas où celle-ci est très proche de la ligne, ou de pré-pulses ou d'*after-pulses*. Les pics avec une grande séparation $\delta t \gtrsim 140\text{ns}$ ont des amplitudes comparables, et sont sans doute des coïncidences fortuites, ou dûs à des photons diffusés. Quant à la partie centrale, on remarquera le plateau pour $Q_2/Q_1 \approx 3 - 5$, pour $\delta t \approx 70 - 120\text{ns}$, et avec $Q_1 \approx 1\text{ pe}$. Si ce plateau était interprété comme étant dû à des photons issus de paires de traces, on en conclurait une séparation moyenne des traces de l'ordre de $10 - 20\text{m}$, puisque $\delta t \propto \Delta d / \sin \theta_C \times 1/v_g$ ($v_g \approx 2/3c$).

Ce n'est qu'un aperçu des multiples études qui sont permises par une prise en compte du mode numérisé.

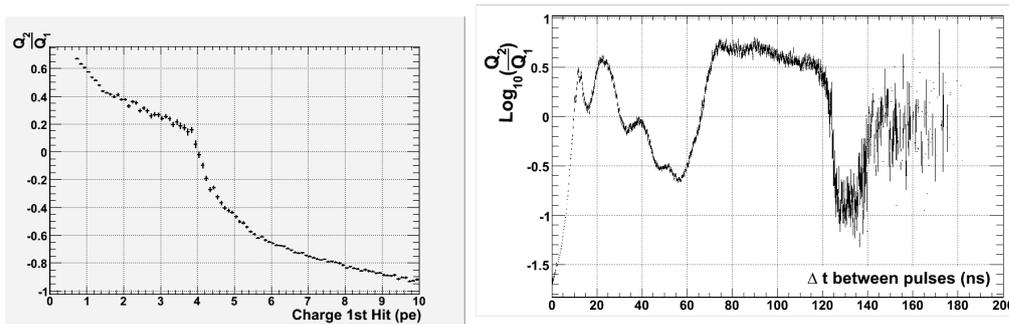


FIGURE 2.24 – A gauche : $\log_{10} (Q_2/Q_1)$ en fonction de la charge du premier pic détecté. A droite : variation de $\log_{10} (Q_2/Q_1)$ en fonction de la séparation temporelle entre les deux pics.

Epoque II

Antares : Aspects Multi-Messagers - GWHEN

GWHEN : sources et potentiel de détection

DES COÏNCIDENCES QUAND ON NE DÉTECTE RIEN ? Pour quoi faire ? C'est là la critique récurrente que l'on a pu entendre à l'encontre du projet que je porte depuis 2008 : les coïncidences entre détecteurs d'ondes gravitationnelles (GW, pour Gravitational Waves) et télescopes à neutrinos de haute énergie (HEN, pour High Energy Neutrinos). Nous essaierons de démontrer ici l'intérêt de telles recherches, un intérêt maintenant reconnu par les communautés concernées. Mais l'histoire est en fait bien plus ancienne. Je les mentionnais déjà lors de mon arrivée à l'IReS en 2002, mais, pris entre autres choses par les activités développées dans les chapitres précédents, cette idée ne put se concrétiser plus tôt.

C'est à partir de 2006 que je mène une étude de faisabilité visant à démontrer que de telles coïncidences entre ANTARES, télescope sensible aux neutrinos du TeV au PeV, ou ICECUBE, et VIRGO/LIGO, sensibles à des signaux gravitationnels transitoires, étaient à la fois :

- possibles, c'est-à-dire qu'il existe des sources communes d'ondes gravitationnelles et de neutrinos de haute énergie, idée assez peu répandue à cette époque ;
- observables : une fraction importante du ciel est observable simultanément avec les détecteurs concernés, chacun ayant des sensibilités directionnelles différentes ;
- détectables, ou, autrement dit, que pour des taux de fausses alarmes réalistes, les probabilités de détection pour des signaux typiques sont encourageants.

Ce chapitre présente un résumé de ces études préparatoires à la mise en place de ces recherches d'émissions concomitantes GW+HEN. Certains de ses résultats ont été décrits dans [Pradier, 2009], où je proposais des coïncidences entre ANTARES et VIRGO ; la proposition fut ensuite élargie à LIGO quelque temps plus tard, les deux collaborations s'étant associées. Notons qu'à la même époque, une proposition similaire de coïncidences entre IceCube et LIGO émanait d'un groupe américain [Aso et al., 2008].

L'ensemble de ces physiciens devaient plus tard, avec d'autres, rejoindre le groupe de travail GWHEN, dont j'ai été le responsable pour ANTARES, regroupant des chercheurs des expériences ANTARES, ICECUBE, VIRGO et LIGO. L'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de ce groupe de travail impliquant des données d'ANTARES sera présenté dans les chapitres suivants.

Sommaire

1.1	Motivations scientifiques	113
1.1.1	Détecteurs et prises de données concomitantes	115
1.1.2	Première génération d'instruments	115
1.1.3	Génération avancée	117
1.2	Sources communes potentielles	117
1.2.1	Soft-Gamma Repeaters	118
1.2.2	Sursauts gammas, généralités	119
1.2.3	GRBs étouffés	121
1.2.4	GRBs de faible luminosité	122
1.2.5	Taux d'occurrence	122
1.3	Observabilité des coïncidences	122
1.3.1	Diagramme d'antenne de VIRGO et LIGO	123
1.3.2	Ciel visible avec ANTARES ou ICECUBE	123
1.3.3	Ciel commun	124
1.4	Retards physiques et fenêtre de coïncidence	125
1.4.1	Effets physiques dans la propagation	125
1.4.2	Fenêtre de coïncidence temporelle	126
1.5	Des coïncidences détectables	127
1.5.1	Exemples de VIRGO seul	128
1.5.2	Généralisation à plusieurs interféromètres	128
1.5.3	Coïncidence temporelle	129
1.5.4	Coïncidence spatiale	129
1.5.5	Fausses alarmes neutriniques	130
1.5.6	Taux de fausses alarmes gravitationnel	130
1.6	Stratégies d'analyse	131
1.6.1	Recherche GW guidée par un signal HEN	131
1.6.2	Recherche conjointe optimisée	132
1.7	Conclusions	134

1.1 Motivations scientifiques

Les détecteurs d'ondes gravitationnelles et les télescopes à neutrinos de haute énergie, en plus de partager des cibles astrophysiques potentielles communes, on le verra dans le paragraphe suivant, ont bien d'autres points communs. En particulier, ils souffrent tous deux d'un bruit de fond important, qui rend la mise en évidence d'un véritable signal très difficile : bruits thermiques et quantique entre 10 Hz et quelques kHz pour VIRGO et LIGO, et neutrinos atmosphériques pour ANTARES. S'ajoutent à cela la faiblesse des signaux attendus, amplitude de la distorsion de l'espace-temps pour les ondes gravitationnelles, et flux émis pour les neutrinos, qui sont toujours, pour les instruments de première génération, à la limite de détection. Une détection conjointe, si elle est significative (direction reconstruite comparable aux erreurs de reconstruction près, différence de temps compatible avec les modèles d'émission, en particulier), permet de valider les deux détections, et de signer la nature astrophysique du phénomène observé.

Mais l'intérêt de telles coïncidences neutrinos-ondes gravitationnelles va bien au-delà de l'identification conjointe d'une source émettrice d'ondes gravitationnelles et de neutrinos de haute énergie - qui est déjà une merveilleuse découverte en elle-même. Ainsi, la détection de neutrinos du MeV provenant d'une supernova en coïncidence avec le signal gravitationnel transitoire émis lors de l'effondrement du cœur de l'étoile et de son rebond permet d'apporter des contraintes significatives sur l'échelle absolue de masse des neutrinos. Une telle mesure est permise par la quasi-simultanéité d'une part, du flash de ν_e et du rebond de l'étoile qui va expulser ses couches les plus superficielles, et d'autre part du signal gravitationnel et de ce rebond lui-même. Plusieurs auteurs ont étudié ce genre de coïncidences à basse énergie, voir en particulier [Arnaud et al., 2002b].

Quelques temps après la formation de l'objet compact rémanent, l'étoile à neutrons peut s'effondre en trou noir, effondrement provoqué par le processus d'accrétion. Dans une telle situation, le flux de neutrinos doit naturellement s'interrompre brutalement ; la forme exacte de cet arrêt dans l'émission des neutrinos apporte là encore des informations sur l'échelle de masse des neutrinos, puisque cette effondrement en trou noir est la source d'un signal gravitationnel important [Beacom et al., 2001]. Ces neutrinos, de basse énergie, ne sont malheureusement pas détectables par le télescope ANTARES seul ; c'est plutôt le domaine d'instruments comme Super Kamiokande, Borexino, ou le futur JUNO [Lu et al., 2015]. On verra cependant qu'ORCA, futur télescope sous-

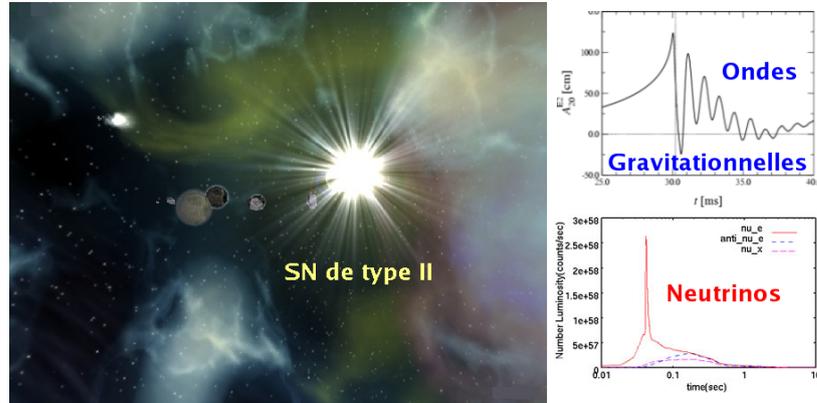


FIGURE 1.1 – Supernova de Type II : vue d’artiste, et émissions gravitationnelle et neutrinique, dans les premières secondes.

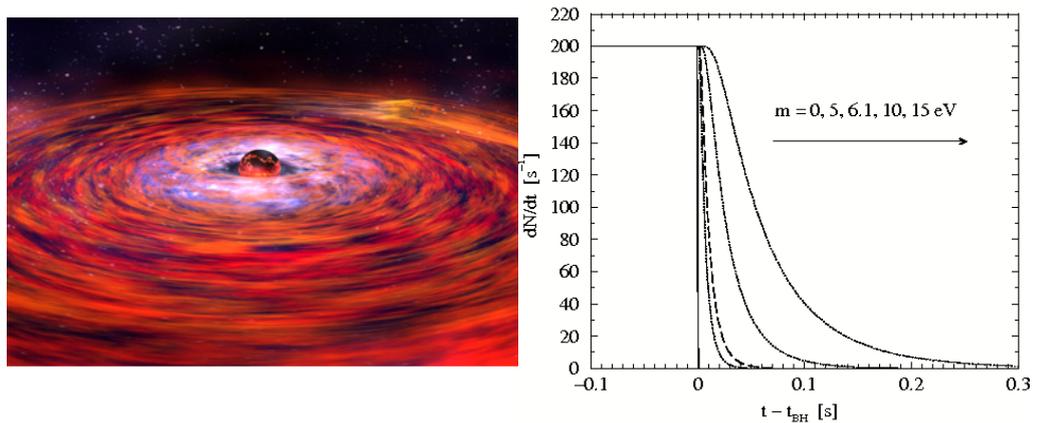


FIGURE 1.2 – Vue d’artiste de la formation d’un trou noir. A droite, interruption du signal neutrino au moment de cette formation, selon [Beacom et al., 2001].

marin à la géométrie plus dense, pourrait, si l’on s’en donne les moyens, être sensible à ces mêmes neutrinos du MeV.

A plus haute énergie, d’autres domaines de physique fondamentale pourraient être abordés grâce à l’observation de telles coïncidences. En particulier, toutes les théories quantiques de la gravitation prédisent des vitesses de propagation dépendantes de l’énergie, suivant la relation [Choubey and King, 2003] :

$$c^2 p^2 = E^2 \left[1 + \xi \left(\frac{E}{E_{\text{QG}}} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{E^2}{E_{\text{QG}}^2} \right) + \dots \right] \quad (1.1)$$

où $|\xi| \simeq 1$, et E_{QG} est l'énergie d'apparition des effets de gravité quantique. Mesurer un retard, même nul, entre un signal gravitationnel et un signal neutrinique transitoires permettrait donc, en principe, de sonder ces effets quantiques à l'échelle de Planck. C'est là la première motivation qui m'a guidé pour la mise en place de ces coïncidences.

1.1.1 Détecteurs et prises de données concomitantes

Le lecteur intéressé par les ondes gravitationnelles pour se rapporter à [Pradier, 2001] pour plus d'informations. Malgré des différences notables sur les technologies adoptées, tous les détecteurs passés ou futurs de taille kilométrique reposent sur le même principe. Une onde gravitationnelle est une modification locale de l'espace-temps qui s'est propagée depuis sa création dans une source impliquant des mouvements relativistes de matière et d'énergie ; on peut donc la mettre en évidence si l'on arrive à mesurer la distance entre deux masses en chute libre. Ceci est réalisé en mesurant une variation relative de longueur δl entre les deux miroirs d'un gigantesque interféromètre de Michelson, montré sur la figure 1.3. Les bruits de mesure montrés sur cette même figure, principalement le bruit thermique dû au mouvement Brownien des atomes constituant les miroirs, ainsi qu'au bruit quantique, peuvent être réduits jusqu'à des niveaux équivalents à $h = \frac{\delta l}{l} \approx 10^{-21}$, où h est l'amplitude de l'onde et l est le chemin optique total parcouru. Cette sensibilité fut atteinte pour des fréquences entre 100 Hz et 1 kHz - et approche les prédictions théoriques pour les sources astrophysiques présentées un peu plus loin.

1.1.2 Première génération d'instruments

La première génération de détecteurs interférométriques d'ondes gravitationnelles comprend au total 6 instruments de taille kilométrique, en opération entre 2007 et 2011. LIGO, pour Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, (Etats-Unis), comprenait 3 interféromètres (Livingston, Louisiane et Hanford, Wahington, ce dernier constitué de 2 interféromètres dans le même tube à vide). Le projet franco-italien VIRGO opérerait un interféromètre de même taille près de Pise (Italie). Cet ensemble fut complété par GEO (600 m, à Hanovre, en Allemagne) et un prototype

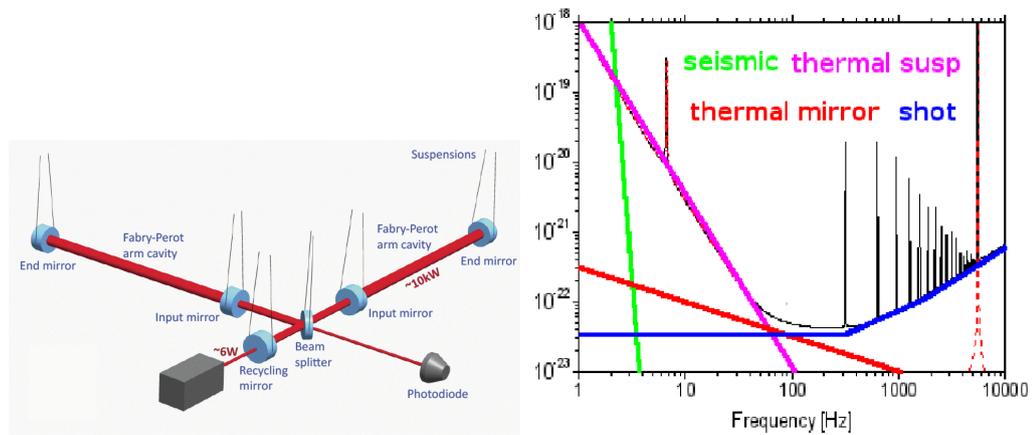


FIGURE 1.3 – A gauche : un interféromètre de Michelson pour la détection des ondes gravitationnelles. A droite : sources des bruits principaux en fonction de la fréquence.

japonais, CLIO, dans la mine de Kamioka, précurseur du futur télescope Einstein ¹.

Les expériences VIRGO et LIGO ont mené des campagnes de prises de données communes, en 2007 (S5 pour LIGO et VSR1 pour VIRGO) puis 2009 et 2010 (S6 et VSR2/3). Au total, plus de 635 jours de temps d'observation ont été cumulés. La limite supérieure pour la recherche en aveugle sur tout le ciel est de l'ordre de $h < 5 \times 10^{-22} \text{Hz}^{-1/2}$ à 200 Hz, résultat qui dépend bien entendu du signal considéré. Pour une onde polarisée linéairement et en moyennant sur l'inclinaison de la source, cela correspond à une énergie rayonnée sous forme gravitationnelle $2 \times 10^{-8} M_{\odot} c^2$ pour une source à 10 kpc, et $5 \times 10^{-2} M_{\odot} c^2$ pour une source à 15 Mpc, des énergies comparables à ce qui est attendu pour des effondrements gravitationnels ou des fusions de systèmes binaires. Des recherches dédiés pour ces derniers objets donnent des taux d'occurrence qui sont encore deux ordres de grandeur supérieur aux taux estimés par les modèles théoriques. Les horizons typiques pour des coalescences d'étoiles binaires sont représentées pour S5/VSR1 et S6/VSR2-3 sur la figure 1.4.

1. <http://www.et-gw.eu>

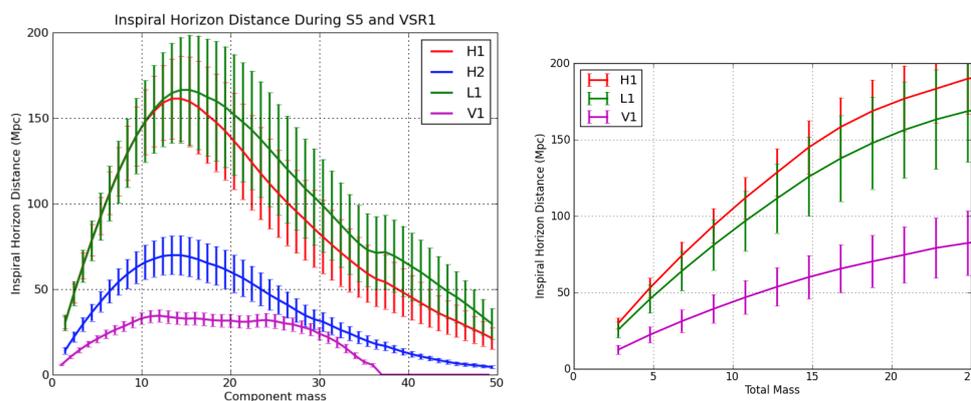


FIGURE 1.4 – A gauche : horizon atteint par les détecteurs pendant leur première prise de données commune en 2007, en fonction de la masse totale de l'étoile binaire. A droite : Idem pour la deuxième période de prise de données en 2009-2010.

1.1.3 Génération avancée

La construction des instruments de nouvelle génération a doré et déjà démarré, et les prises de données sont prévues pour fin 2015, pour LIGO, et 2016, pour VIRGO. Ces détecteurs auront une sensibilité 10 fois meilleure par rapport à la génération précédente autour de 100 Hz, avec en particulier de meilleures performances à basse fréquence, pour LIGO. Les modèles prenant en compte les plus récentes observations prédisent des taux d'observations de coalescence de binaires (étoiles à neutrons) variant entre 0.4 et 400 événements chaque année.

Comme on le voit sur la figure 1.5, le démarrage des instruments gravitationnels de nouvelle génération coïncidera avec la fin de prise de données d'ANTARES en 2016, alors que le télescope de nouvelle génération KM3NET devrait comporter quelques dizaines de lignes actives, sur les sites français et italiens, premier pas vers un télescope multi-sites de taille kilométrique en Méditerranée. Des occasions supplémentaires pour réaliser de nouvelles coïncidences GW+HEN, qui en sont déjà à leurs phases préparatoires.

1.2 Sources communes potentielles

Les sources potentielles de neutrinos de haute énergie (HEN) et d'ondes gravitationnelles (GW) ont été largement décrites dans [ANTARES & Virgo/LIGO, 2013], [Baret et al., 2012a] et [Ando et al., 2013], publi-

	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	
ANTARES	5L	10L	12L						KM3NeT			
IceCube	9s	22s	40s	59s	79s	Ice Cube 86 strings						
LIGO	S5		S6		advanced LIGO							
VIRGO	VSR1	VSR2		VS R3	VS R4	Adv. VIRGO						

FIGURE 1.5 – Calendrier d’opération des différentes expériences mentionnées.

cations auxquelles j’ai directement contribué. Nous en donnons ici un résumé, le cas particulier des microquasars ayant fait l’objet d’une étude détaillée présentée en annexe. Toutes les informations données dans ce paragraphe sont extraits de ces publications.

Parmi ces sources potentielles galactiques, citons les *soft-gamma repeaters* (sursauteurs gamma mous), les microquasars et les supernovae gravitationnelles, qui sont d’abord étudiés grâce à leurs émissions photoniques à basse ou haute énergie. Les sources les plus intéressantes dans le contexte de coïncidences GW+HEN sont cependant des objets difficiles à détecter par des instruments sensibles aux processus électromagnétiques. Pour des objets astrophysiques émettant dans le visible ou le domaine des rayons gammas, les corrélations entre signaux GW ou candidats HEN et signaux électromagnétiques sont bien entendu plus sensibles - dans la mesure où les fenêtres temporelles utilisées sont adaptées à ces sources. En revanche, si les signaux GW et/ou HEN sont en dehors des fenêtres de coïncidence temporelles, mais corrélées l’une à l’autre, les analyses jointes GW+HEN sont encore une fois pertinentes. On discutera donc brièvement dans la suite une classe de sources extragalactiques, les sursauts gammas, et plus particulièrement les scénarios dans lesquels ces sursauts ont peu ou pas du tout d’émissions électromagnétiques.

1.2.1 Soft-Gamma Repeaters

Ces sursauteurs gamma mous (SGR) sont des pulsars X avec des émissions périodiques (5 – 10s) dans la bande 2-10 keV, qui, occasionnellement, émettent des bouffées de photons pendant des périodes très courtes, pouvant atteindre des luminosités de l’ordre de 10^{47} erg/s en X et gamma. Une poignée de SGR sont répertoriés, la plupart dans notre

galaxie ou dans le Grand Nuage de Magellan. Le modèle du magnétar décrit ces objets comme des étoiles à neutrons bénéficiant d'un champ magnétique $B > 10^{15} \text{G}$, qui peut de temps en temps entraîner de véritables « tremblement d'étoile » fracturant leur croûte solide, origine des bouffées observées. Les sursauts les plus importants seraient causés par la formation et la dissipation de courants très localisés et très forts, dûs au réarrangement du champ magnétique accompagnant les fractures, et qui libèrent des photons X et gamma. De tels changements, rapides, dans le champ magnétique permettraient d'accélérer des protons ou des noyaux, sources de photons gammas et de neutrinos d'énergie pouvant aller jusqu'au TeV ou PeV.

Lors de la fracture de la croûte, les modes propres d'oscillations de l'étoile sont excités, d'où un signal gravitationnel caractéristique de ces vibrations - oscillations qui dépendent de l'équation d'état de l'étoile et de sa masse. En particulier, les étoiles de plus faible masse produiraient des signaux de plus forte amplitude et qui pourraient donc être détectés plus loin au sein de notre galaxie. Les perspectives de détection pour les instruments de première génération sont au final assez faible, comme l'ont montré les résultats de VIRGO et LIGO (voir par exemple [Virgo/LIGO, 2011]). Il faut aussi noter que la distribution de ces objets dans notre galaxie est très peu connue.

1.2.2 Sursauts gammas, généralités

Les sursauts gammas sont des émissions très courtes de photons gammas, d'origine cosmique, attribués à, d'une part, des effondrements d'étoiles massives (collapsar, pour une partie au moins des sursauts courts, de plus haute énergie), et d'autre part des fusions d'objets compacts, étoiles à neutrons ou trous noirs, pour les sursauts les plus longs et de plus faible énergie.

Ces deux types de progéniteurs sont de potentiels émetteurs d'ondes gravitationnelles. Dans le scénario du collapsar, des signaux transitoires sont prévus à travers différents processus : effondrement et rebond du cœur, instabilités rotationnelles à symétrie non-axiale, instabilités dues à la convection, pulsations de la proto-étoile à neutrons, fragmentation du disque d'accrétion.

Les fusions d'objets compacts sont aussi de puissantes sources d'ondes gravitationnelles dans la bande de sensibilité en fréquence des détecteurs terrestres. Le système binaire perd de l'énergie par émission de ces ondes, et pendant la phase spirale, la distance entre les deux objets décroît, tandis que la vitesse de rotation augmente, un processus qui

continue jusqu'à la fusion des deux astres. Pendant cette phase, un objet intermédiaire entouré d'un disque d'accrétion peut se former, produisant un fort signal gravitationnel.

Les amplitudes prédites varient de plusieurs ordres de grandeur, selon les modèles considérés. Par exemple, des simulations numériques de progéniteurs de supernovae gravitationnelles sans rotation aboutissent à des énergies rayonnées de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-4} M_{\odot} c^2$, à des fréquences de 500 – 700 Hz. En incluant la rotation, d'autres simulations, pour des progéniteurs semblables à ceux attendus dans le cas de sursauts longs, donnent $10^{-7} M_{\odot} c^2$, pour $f \sim 500 - 1000$ Hz. D'autres modèles liés aux sursauts longs évoquent la production d'ondes gravitationnelles d'amplitudes plus conséquentes lors de l'accrétion de matière autour du trou noir central. La fragmentation du disque d'accrétion pourrait conduire à des énergies rayonnées de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-2} M_{\odot} c^2$ à 150 Hz. Des émissions quasi-périodiques sont aussi prédites lors d'instabilités du système trou noir-tore d'accrétion, potentiellement détectables jusqu'à 100 Mpc pour des interféromètres avancés du type *ADVANCED VIRGO*. Dans d'autres scénarios, telle que l'accrétion suspendue, les énergies rayonnées attendues peuvent atteindre $10^{-2} - 10^{-1} M_{\odot} c^2$ dans la bande de sensibilité des interféromètres terrestres. Pour les sursauts courts, par exemple pour des binaires étoile à neutrons-étoile à neutrons ou étoile à neutrons-trou noir, les énergies attendues atteignent $10^{-1} M_{\odot} c^2$.

La production des neutrinos dans les jets accompagnant les sursauts gammas est en général décrite par le modèle des chocs internes : un moteur central accélère des protons et des électrons à des vitesses relativistes par des processus de Fermi. Les électrons émettent des photons gammas par rayonnement synchrotron, tandis que les protons interagissent avec ces mêmes photons ou d'autres protons, pour produire des pions chargés et des kaons. Les pions chargés et les kaons se désintègrent à leur tour en neutrinos et muons. La désintégration de ces derniers produit des neutrinos électroniques et muoniques. Cependant, on notera que ces muons peuvent interagir avant ce processus, ou perdre de l'énergie par rayonnement, auquel cas la contribution de ces neutrinos secondaires est réduite.

Le modèle de Waxman-Bahcall [[Waxman and Bahcall, 1997](#)], étalon des modèles d'émission pour les sursauts gammas, prédit environ une centaine de neutrinos dans un détecteur de type *ICECUBE* (taille kilométrique, environ 10 fois la taille d'*ANTARES*) pour un GRB typique à 10 Mpc. Dans le cas de jets peu relativistes ($\Gamma \sim 10$) pouvant accompagner des supernovae gravitationnelles, comme dans celui des GRBs étouffés (voir plus loin et [[Ando and Beacom, 2005](#)]), le nombre de neu-

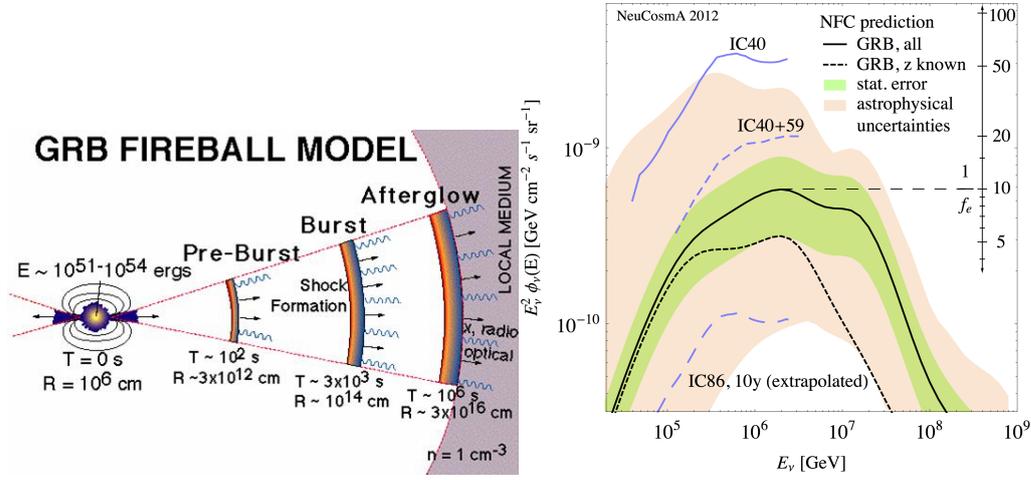


FIGURE 1.6 – A gauche : vision schématique du modèle des chocs internes, ou boule de feu. La phase prompte est due aux chocs internes dans la boule en expansion, produisant des photons gammas et X. L’émission rémanente (X, optique, radio) provient de la boule en refroidissement et de son interaction avec le milieu environnant. A droite : limites mises par ICECUBE (40 et 59 lignes) sur le flux diffus de neutrinos de GRBs, ainsi que les prédictions basées sur des calculs récents [Hümmer et al., 2012].

trinos attendus est réduit d’un facteur 10 environ, un nombre qui est proportionnelle à l’énergie du jet. Enfin, pour un collapsar à $z \sim 1$, le nombre d’événements attendu est de l’ordre de l’unité à environ 10 pour ce même type de télescope.

1.2.3 GRBs étouffés

Les supernovae gravitationnelles ne peuvent avoir une émission gamma observable que si le jet relativiste, responsable de la production de photons gammas, arrive à percer les couches superficielles de l’étoile. Ce jet peut progresser tant qu’il est alimenté par le moteur central. Si la durée d’activité de celui-ci est plus courte que le temps d’émergence du jet, le jet est alors étouffé. Les neutrinos de haute énergie, interagissant peu avec la matière, peuvent traverser ces couches superficielles, au contraire des photons gammas. Par conséquent, ce type de sursauts, qui pourraient être beaucoup plus fréquents que les sursauts classiques déjà observés par leurs processus électromagnétiques, est à la fois un émet-

teur de neutrinos et d'ondes gravitationnelles (celles-ci étant émises que le sursaut soit « réussi » ou non).

1.2.4 GRBs de faible luminosité

Les GRBs de faible luminosité constituent une sous-classe de sursauts longs ayant des émissions gamma beaucoup plus faibles qu'un GRB classique. Sur les quelques sursauts longs associés à des supernovae, quatre sont de faible luminosité. Ces sursauts faiblement lumineux sont aussi en général beaucoup plus proches que le GRB typique, suggérant un taux d'occurrence beaucoup plus important. Le flux diffus de HEN correspondant pourrait alors être comparable au flux attendu dans le cas des sursauts de haute luminosité, même si le flux neutrino pour chacun d'entre eux est moindre.

1.2.5 Taux d'occurrence

La figure suivante 1.7 (présentée sous une autre forme lors de l'atelier GWHEN en 2009 à l'APC) résume la vision d'une partie de la communauté sur la relation entre taux d'occurrence (en $1/\text{Mpc}^3/\text{an}$) et l'énergie et le contenu du jet. Les supernovae classiques, très fréquentes (en comparaison des GRBs), auraient des jets peu relativistes au contenu riche en baryons, au contraire des jets des GRBs classiques, objets rares aux jets ultra-relativistes, d'un contenu majoritairement leptonique. Entre ces deux classes d'objets se situent les sursauts étouffés ou de faible luminosité, au contenu plus riche en baryons qu'un GRB typique, et des facteurs de Lorentz allant de ~ 1 à quelques centaines, pour des taux d'occurrence qui pourraient être comparables aux densités de supernovae.

Des sources astrophysiques capables d'émettre conjointement ondes gravitationnelles et neutrinos de haute énergie existent donc, et ce, au sein même de notre galaxie. Il faut maintenant s'assurer que de telles coïncidences sont observables.

1.3 Observabilité des coïncidences

Détecteurs d'ondes gravitationnelles et télescopes à neutrinos ont tous deux une couverture limitée du ciel, et il faut donc déterminer le recouvrement éventuellement de ces cartes de visibilité du ciel.

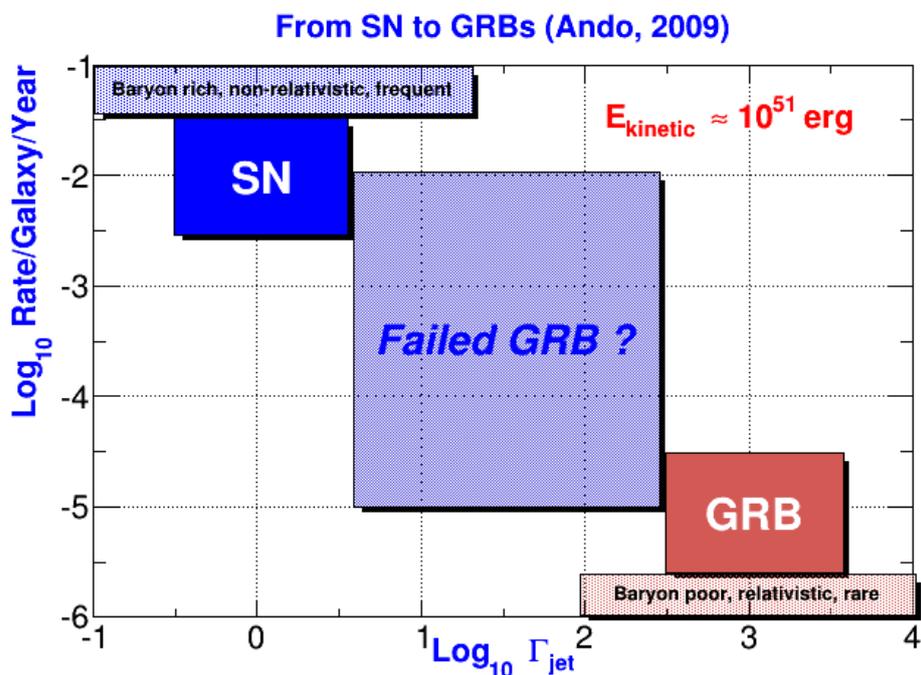


FIGURE 1.7 – Taux d’occurrence en fonction du facteur de Lorentz du jet, pour des supernovae, des GRBs, ou des GRBs étouffés/de faible luminosité.

1.3.1 Diagramme d’antenne de Virgo et Ligo

La réponse $h(t)$ d’un détecteur interférométrique à une GW est une combinaison linéaire des deux polarisations de l’onde h_+ et h_\times , avec des facteurs de pondération appelés *fonctions d’antennes*, qui dépendent de la longitude et de la latitude de chaque détecteur, ainsi que de son orientation, l’angle entre les deux bras de l’interféromètre, la position de la source dans le ciel, et l’angle de polarisation. La meilleure réponse est obtenue pour un détecteur ayant des bras orthogonaux. La figure 1.8 représente les diagrammes d’antenne de VIRGO et des 2 LIGO en coordonnées équatoriales.

1.3.2 Ciel visible avec Antares ou IceCube

Un télescope à neutrinos n’est sensible qu’à des sources qui se trouvent sous l’horizon à un moment donné, puisque les neutrinos doivent interagir dans la roche ou dans l’eau à proximité du détecteur. On omet ici les neutrinos de plus haute énergie ($> \text{PeV}$) qui, à cause de leur plus

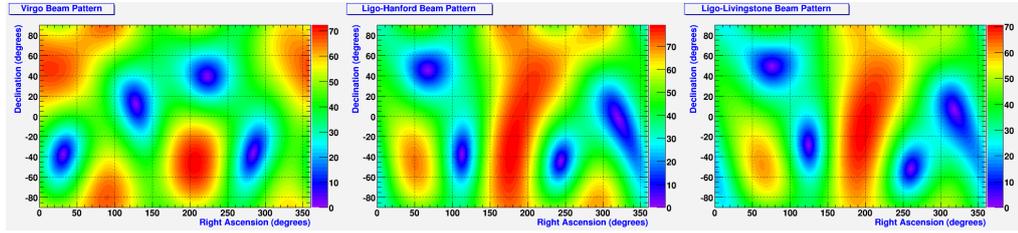


FIGURE 1.8 – Diagrammes d’antenne de VIRGO et des deux LIGO.

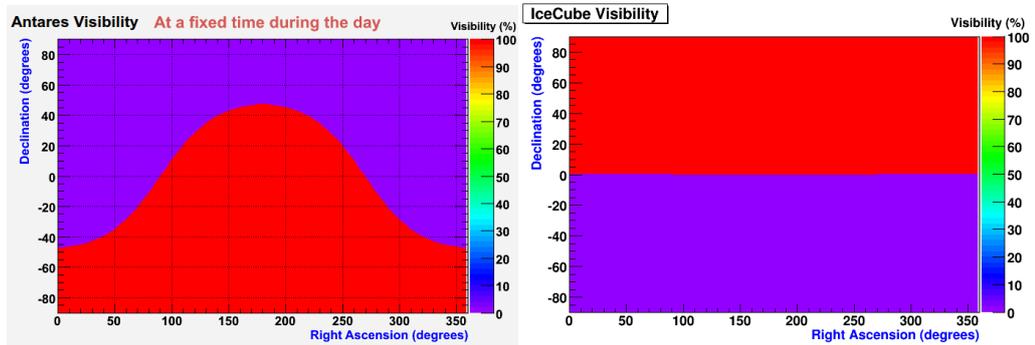


FIGURE 1.9 – Cartes de couverture du ciel pour ANTARES et ICECUBE.

grande probabilité d’interaction, ne traversent pas la Terre et sont absorbés lors de leur trajet vers le détecteur. Une fraction du ciel n’est donc jamais accessible avec un tel instrument. La figure 1.9 représente, dans ces mêmes coordonnées équatoriales, la couverture du ciel pour ANTARES et ICECUBE. On notera le cas particulier de ce dernier instrument, situé au Pôle Sud.

1.3.3 Ciel commun

Le ciel accessible par les 3 instruments est représenté sur la figure 1.10, qui n’est rien d’autre que la convolution des précédentes cartes du ciel; la position de quelques sources galactiques y est aussi indiquée (microquasars, magnétars). On peut remarquer que la plupart d’entre elles sont visibles simultanément à un moment donné de la journée, ce qui rend observables des coïncidences associant les ondes gravitationnelles et les neutrinos de haute énergie. La visibilité moyennée sur la journée pour les VIRGO/lo et ANTARES/ICECUBE est aussi représentée : elle est considérablement réduite.

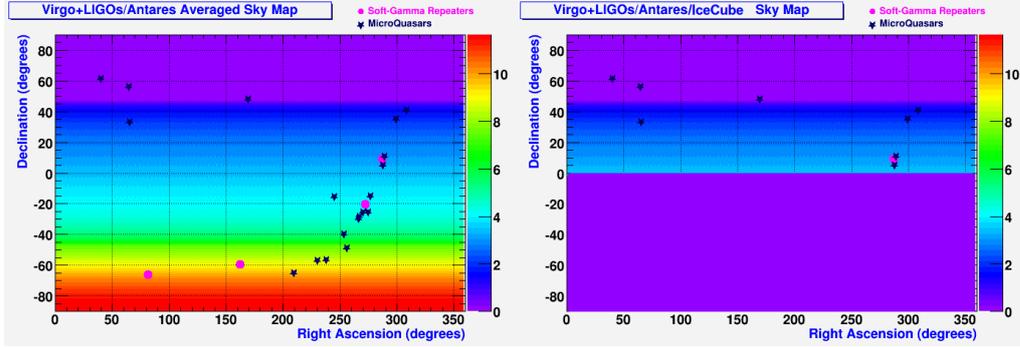


FIGURE 1.10 – Cartes de couverture du ciel pour ANTARES+VIRGO/|O, et pour ANTARES-ICECUBE+VIRGO/LIGO.

1.4 Retards physiques et fenêtre de coïncidence

Avant de fixer une fenêtre de coïncidence temporelle, les potentiels effets physiques influençant le temps de propagation des neutrinos ou des ondes gravitationnelles doivent être évalués.

1.4.1 Effets physiques dans la propagation

Le graviton étant de masse nulle², et l'énergie transportée par chaque graviton étant si faible ($E_{\text{graviton}} \sim hf \ll E_{\nu}$ pour $f \approx 100\text{Hz} - 10\text{kHz}$), les retards induits par la masse ou les effets éventuels de gravité quantique sont négligeable même pour $m_{\nu} = 1\text{eV}$.

En partant de l'équation 1.1, avec $\xi = -1$, et en négligeant les effets cosmologiques (pour $z \ll 1$, les premières sources détectées ayant des fortes chances d'appartenir à l'univers local), le retard en ms s'exprime au premier ordre :

$$\Delta t_{\text{QG}}^{\text{ms}} \simeq 0.15 \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{E_{\nu}}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{10^{19} \text{ GeV}}{E_{\text{QG}}} \right) \quad (1.2)$$

Avec $E_{\text{QG}} = E_{\text{Planck}} = 10^{19} \text{ GeV}$, on obtient un retard maximum de de l'ordre de 1s pour un neutrino de 1 PeV et une source située dans le Grand Nuage de Magellan ($d \sim 50\text{kpc}$), ou pour $E_{\nu} = 1\text{TeV}$ pour une

2. ou en tout cas, d'une masse telle que le retard potentiel est bien inférieur à celui des neutrinos - les limites sur la longueur d'onde Compton du graviton sont en elles-mêmes très contraignantes.

source de l'amas de Virgo ($d \sim 20\text{Mpc}$). On notera que pour des énergies similaires mais pour $z \sim 1$, on obtient des retards entre 10^2s et 10^5s , qui ne sont donc plus négligeables.

Le retard introduit par la masse non-nulle du neutrino peut quant à lui être exprimé de la manière suivante :

$$\Delta t_{\text{mass}} = \frac{d}{2c} \left(\frac{m_\nu c^2}{E_\nu} \right) \simeq 5.15 \times 10^{-10} \text{ms} \left(\frac{d}{10\text{kpc}} \right) \left(\frac{m_\nu}{1\text{eV}} \right)^2 \left(\frac{1\text{TeV}}{E_\nu} \right)^2 \quad (1.3)$$

qui est donc bien inférieur aux effets éventuels de gravité quantique pour des neutrinos de haute énergie, et ce, même pour des sources cosmologiques.

La fenêtre de coïncidence à utiliser lors de la recherche conjointe peut alors être fixée en considérant des sources d'intérêt particulier, et/ou en imposant soit une probabilité de détection en coïncidence pour une source particulière (qui sera donc dépendant du modèle), et/ou un taux de fausses coïncidences global.

1.4.2 Fenêtre de coïncidence temporelle

Cette fenêtre en temps ne doit pas être trop petite, parce que cela pourrait conduire à l'exclusion de l'étude de mécanismes potentiels de détection, sans être trop grande, parce que cela pourrait diminuer le potentiel de détection en incluant dans l'étude des coïncidences non-physiques.

En utilisant des comparaisons de modèles avec des observations de GRB, [Baret et al., 2011], publication à laquelle j'ai participé, a déterminé une fenêtre de coïncidence conservative pour des recherches conjointes GW+HEN. Les processus considérés dans cette étude incluent l'émission prompte des GRBs, avec une limite supérieure sur sa durée de l'ordre de 150s , basée sur les observations de BATSE, ainsi que l'activité du précurseur, avec une limite sur la différence de temps par rapport à l'émission principale de l'ordre de 250s . Les résultats sont résumés sur la figure suivante, avec une différence en temps maximale entre neutrinos et ondes gravitationnelles :

$$\Delta t_{\text{GW-HEN}} = \pm 500\text{s} \quad (1.4)$$

Cette différence en temps pourrait bien entendu être bien inférieure pour des fusions de systèmes binaires, qui seraient à l'origine des sursauts gammas courts. Des descriptions semi-analytiques de l'étape fi-

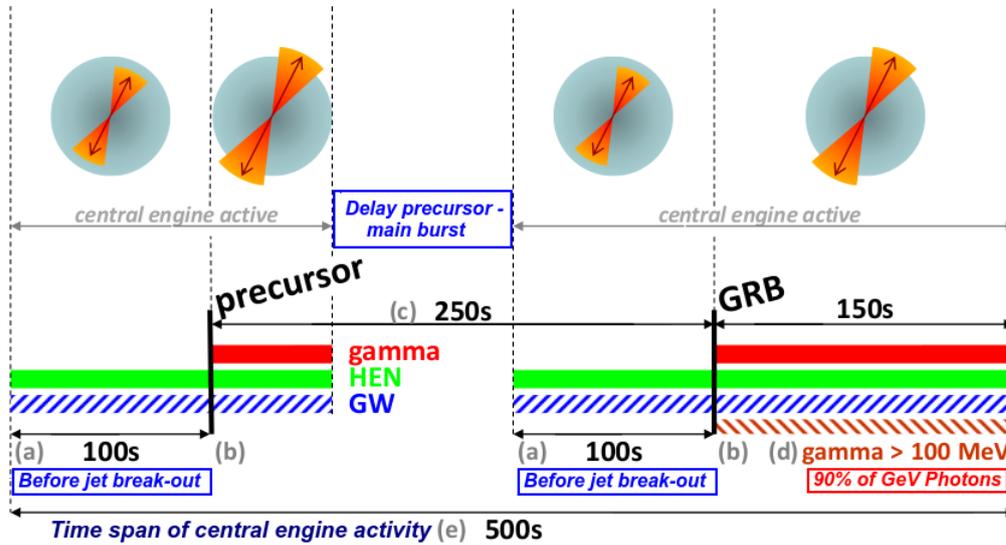


FIGURE 1.11 – Résumé des limites supérieures des processus d’émissions de sursauts gammas prises en compte. (a) Moteur central actif avant que le jet relativiste ne transperce l’enveloppe stellaire ; (b) moteur central actif ; (c) différence de temps entre l’activité du précurseur et le flash principal ; (d) durée correspondant à 90% de l’émission de photons au GeV ; (e) activité totale du moteur central. Au final, $t_{\text{GW}} - t_{\text{GRB}} \approx t_{\text{HEN}} - t_{\text{GRB}} \in [-350\text{s}, +150]$.

nale de telles fusions indiquent que toute la matière ou presque est accrétée dans la toute première seconde, et des simulations numériques du transfert de masse suggèrent des temps caractéristiques de l’ordre de la milliseconde à quelques secondes au maximum. Le signal gravitationnel est donc attendu quelques secondes avant/après le signal de neutrino. Ainsi, les recherches de signaux gravitationnels en coïncidence avec des sursauts gammas ont récemment utilisé des fenêtres temporelles $[-5\text{s} - 1\text{s}]$ [Virgo/LIGO, 2010].

1.5 Des coïncidences détectables

Pour estimer le potentiel de détection, l’efficacité de détection du signal gravitationnel, sa résolution en temps et en direction, ainsi que la résolution angulaire du télescope à neutrinos considérés doivent être pris en compte.

1.5.1 Exemples de Virgo seul

Dans [Pradier, 2009], le cas d'ANTARES+VIRGO seul fut considéré, en se basant sur des coïncidences temporelles uniquement. Plus largement, le cas d'une coïncidence temporelle entre ANTARES et l'un des 3 interféromètres du réseau VIRGO/LIGO a été étudié. Une paramétrisation de la résolution en temps en fonction du rapport signal-sur-bruit d'un signal gravitationnel transitoire typique, ainsi que de sa durée, a été utilisée. Cette quantité, ainsi que la probabilité de détection d'un signal particulier, dépendent bien entendu du taux de fausses alarmes. Ainsi, pour un signal typique de rapport signal-sur-bruit $\rho \approx 5$, un taux de fausses alarmes de $3.3 \times 10^{-3}/s$ est requis pour atteindre une probabilité de détection de l'ordre de 50%. L'avantage d'une simple coïncidence temporelle est qu'elle ne requiert aucune reconstruction de la direction du signal. Ce seront finalement des coïncidences utilisant en plus l'information directionnelle qui seront effectuées dans les analyses décrites dans les chapitres précédents.

Pour un télescope à neutrinos, c'est la mesure du temps et de la charge des photons détectés qui permet de reconstruire la direction et l'énergie du muon induit par l'interaction du neutrino, et donc du neutrino incident. C'est bien souvent une estimation de la qualité de la reconstruction, combinée à une estimation de l'énergie de la particule, qui permet de distinguer entre un événement réellement engendré par un neutrino ayant traversé la Terre et un simple muon atmosphérique descendant mal reconstruit - le bruit de fond principal dans ANTARES. Une coupure stricte sur la qualité de la reconstruction, qui dépend de l'indice spectrale du signal neutrinique considéré, permet ainsi d'atteindre une efficacité de détection du signal de l'ordre de 50% pour un taux de fausses alarmes HEN de l'ordre de $5 \times 10^{-4}/s$ (soit 4 événements/jour).

Ces considérations permettent de définir la fenêtre de coïncidence temporelle optimale pour avoir une probabilité de détection jointe donnée pour un taux de « fausses coïncidences » fixé. Réciproquement, pour une fenêtre de coïncidence donnée et un taux de fausses coïncidences fixé, l'efficacité de détection pour un signal particulier peut être évalué.

1.5.2 Généralisation à plusieurs interféromètres

Avec plusieurs interféromètres, les données des différents détecteurs peuvent être combinées de manière cohérente (un décalage en temps prenant en compte la position de chaque instrument sur la Terre est appliqué), et ces données sont utilisées pour rechercher un signal tran-

sitoire. C'est un processus qui est particulièrement long pour une recherche sur tout le ciel (même si les algorithmes et la puissance de calcul ont fait des progrès considérables depuis la mise en fonction de ces interféromètres!) : on se restreint donc généralement à une région du ciel compatible avec la position du candidat neutrino.

La résolution sur la direction d'arrivée du neutrino dépend de son énergie, ainsi que de la déclinaison de la source (les coupures de sélection étant elles-mêmes dépendantes de la direction d'arrivée), mais elle est généralement de l'ordre de 1° (c'est le cas de GWHEN-2 avec les données 2009-2010, ANTARES disposant de ces 12 lignes), mais peut atteindre 10° (GWHEN-1, lorsqu'ANTARES ne disposait que de 5 de ces 12 lignes).

1.5.3 Coïncidence temporelle

Après une coïncidence temporelle, le taux de fausses alarmes s'écrit :

$$f_t \sim f_{\text{GW}} \times f_{\text{HEN}} \Delta\tau \quad (1.5)$$

avec $\Delta\tau$ la fenêtre de coïncidence, f_{GW} , f_{HEN} les taux de fausses alarmes en GW et HEN considérés. L'efficacité de détection en coïncidence est, quant à elle, $\epsilon_t \sim \epsilon_{\text{GW}} \times \epsilon_{\text{HEN}}$, chaque terme dépendant du taux de fausses alarmes autorisé. Une optimisation est donc nécessaire pour déterminer ces taux, qui dépendent du modèle d'émission considéré et du taux de fausses alarmes en coïncidence $f_{\text{coïnc}}$.

1.5.4 Coïncidence spatiale

Seule une fraction f_θ des événements en coïncidence temporelle sont accidentellement corrélés dans un cône d'ouverture $\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos \Delta\theta)$, où $\Delta\theta$ représente l'erreur angulaire associée au neutrino :

$$f_\theta = \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \approx \frac{\Delta\theta^2}{2} \quad (1.6)$$

pour $\Delta\theta \ll 1$ (ce qui n'est pas forcément le cas...). La fraction d'événements physiques qui ne seront pas corrélés spatialement dépend évidemment de la résolution angulaire, puisqu'elle détermine la fenêtre de recherche spatiale du signal gravitationnel. Cette résolution dépend elle-même du taux de bruit de fond autorisé à passer les coupures de sélection. Là encore, on voit le besoin de simulations jointes des analyses gravitationnelles et neutriniques pour optimiser le potentiel de détection et donc la signification d'une éventuelle détection.

1.5.5 Fausses alarmes neutriniques

Pour associer un taux de fausses alarmes à chaque événement neutrino, une possibilité est de considérer la quantité suivante :

$$f_{\text{HEN}} = \frac{1}{T_{\text{obs}}} \sum_{\text{tous les evts}} \left(1 - P_{\text{HEN}}^i\right), \quad (1.7)$$

$P_{\text{HEN}}^i = (1 - P_{\mu}^i) \times P_{\nu}^i$ étant la probabilité pour le candidat neutrino i d'être d'origine cosmique. Ici, P_{μ}^i est la probabilité pour un candidat d'être en fait un muon atmosphérique mal reconstruit, estimée à partir de la qualité de la reconstruction de la trace, de l'ordre de quelques dizaines de % pour ANTARES en général, pour conserver une bonne efficacité de détection. P_{ν}^i est la probabilité pour un candidat montant d'être d'origine non-atmosphérique, qui dépend de la déclinaison du candidat et de son énergie, et qui peut être estimée grâce à des simulations Monte-Carlo ou en utilisant des données réelles non-concomitantes (c'est-à-dire non utilisées pour les coïncidences elles-mêmes).

1.5.6 Taux de fausses alarmes gravitationnel

En combinant les résultats mentionnés dans les sections précédentes, le taux de fausses alarmes autorisé pour la recherche de signaux gravitationnels est alors :

$$f_{\text{GW}} = \frac{1}{\Delta\tau} \left(\frac{\Delta\theta^2}{2}\right)^{-1} \times \frac{f_{\text{coinc}}}{f_{\text{HEN}}} \quad (1.8)$$

Un taux de fausses alarmes $f_{\text{coinc}} = 1/\text{siècle}$ permet d'obtenir une signification équivalente 3σ dès la première détection en coïncidence. La « découverte » (soit une signification de 5σ) est alors réalisée pour 3 détections en coïncidence. En imposant donc $f_{\text{coinc}} = 1/\text{siècle}$, avec $f_{\text{HEN}} \sim 1/\text{jour}$ (ordre de grandeur typique), $\Delta\theta \approx 10^\circ$ (cas de GWHEN-1), $\Delta\tau = 1000\text{s}$, on obtiendrait $f_{\text{GW}} \approx 0.125/\text{jour}$. L'efficacité de détection pour ANTARES (en supposant un signal en E^{-2}) est représentée sur la figure 1.12 en fonction du taux de fausses alarmes dans un réseau de 3 interféromètres, en fonction de la fenêtre de coïncidence et de la fenêtre de recherche angulaire.

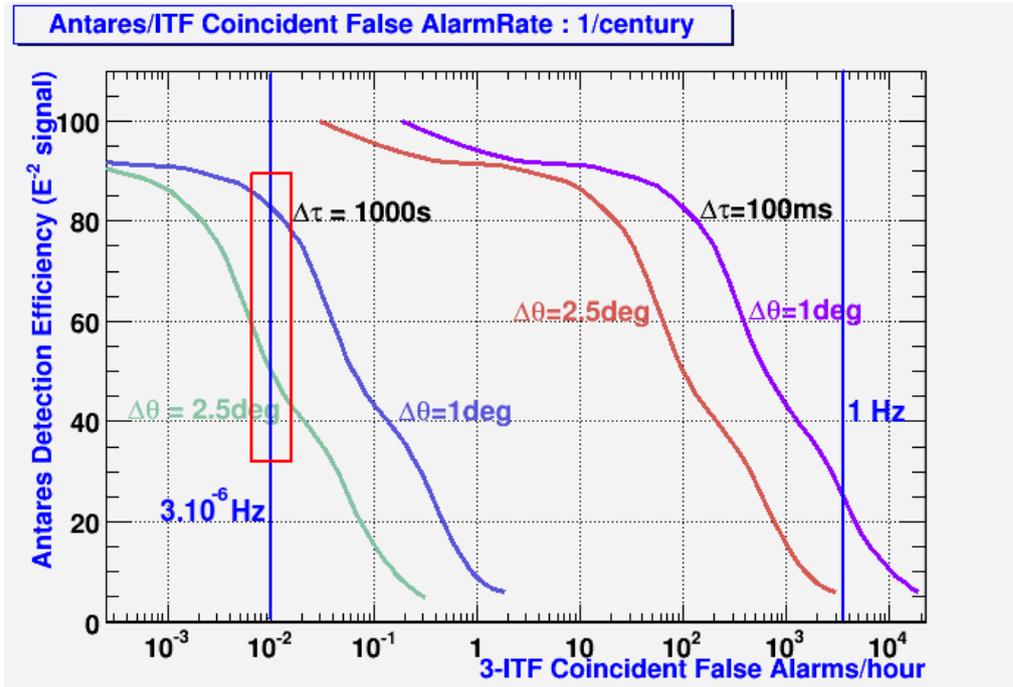


FIGURE 1.12 – Efficacité de détection d'ANTARES (signal en E^{-2}) en fonction du taux de fausses alarmes f_{GW} pour différentes fenêtres de coïncidences et fenêtres angulaires utilisées.

1.6 Stratégies d'analyse

Les paragraphes précédents, résultants d'études menées entre 2006 et 2009, ont jeté les bases d'une analyse conjointe des données d'ANTARES et de VIRGO/LIGO. Sur le principe, une telle recherche nécessite donc des simulations jointes impliquant à la fois des hypothèses sur les signaux neutriniques (indice spectrale, normalisation, coupure éventuelle à haute énergie) et gravitationnels (forme, domaine de fréquence, amplitude). Pour rester aussi indépendant que possible des modèles, étant donné la diversité des signaux envisageables, deux approches différentes ont été suivies dans les années qui suivirent, dictées par la sensibilité des instruments impliqués dans les coïncidences.

1.6.1 Recherche GW guidée par un signal HEN

La méthode de recherche de coïncidences la plus simple consiste à rechercher des signaux GW transitoires dans une fenêtre de temps centrée

autour du temps d'arrivée d'un candidat HEN, dans une fenêtre angulaire centrée autour de sa direction d'arrivée. Grâce à la réduction dans le volume de données à analyser, une telle recherche gravitationnelle peut être effectuée avec un seuil de détection plus bas qu'une recherche classique, permettant une meilleure probabilité de détection pour un même taux de fausses alarmes. On peut voir l'augmentation de la probabilité de détection sur la figure 1.13 : une amélioration d'un facteur 2.5 (4) de l'amplitude correspondant à une efficacité de détection de 50% (90%) grâce à la prise en compte de l'information temporelle et spatiale, pour les mêmes paramètres de recherche. Différents algorithmes ont été développés pour mener à bien de telles recherches : on citera X-Pipeline [Sutton et al., 2010], utilisée pour la première recherche GWHEN, et Coherent WaveBurst [Klimenko et al., 2008], dont une version modifiée prenant en compte l'information spatiale a été utilisée pour GWHEN-2.

L'estimation du bruit de fond est bien évidemment une partie importante de la procédure de coïncidence. Elle est effectuée en utilisant des données prises hors de la fenêtre de coïncidence temporelle, typiquement ± 1.5 heures autour du temps du neutrino, exclusion faite de l'intervalle coïncident, divisées en blocs de même durée correspondant à $\Delta\tau$, qui sont éventuellement décalés dans le temps pour augmenter encore la statistique. On s'assure ainsi que le bruit de fond a les mêmes caractéristiques statistiques que les données utilisées pour la coïncidence.

Comme montré sur la figure 1.5, la première période de prise de données concomitantes, en 2007, correspond aux premières opérations communes de VIRGO et LIGO, qui n'avaient pas encore atteints leur sensibilité nominale, alors qu'ANTARES ne possédait que 5 de ses 12 lignes en fonctionnement. Il fut naturellement décidé, pour cette première recherche exploratoire de signaux GW+HEN, d'implémenter une telle recherche de signaux GW guidée par un signal HEN.

1.6.2 Recherche conjointe optimisée

Une méthode générale de recherche optimisée de candidats GW+HEN, et non plus uniquement guidée par la connaissance du temps et de la direction d'un candidat neutrino, est expliquée en détails dans [Baret et al., 2012a], à laquelle j'ai contribué. Nous en résumons ici le principe.

Il s'agit ici non pas de rechercher des signaux gravitationnels provenant d'une direction particulière dans une fenêtre temporelle donnée, mais de combiner les significances et densités de probabilités directionnelles de ces deux messagers à l'issue de recherches non-contraintes, pour déterminer une signification jointe. Des accumulations de candidats

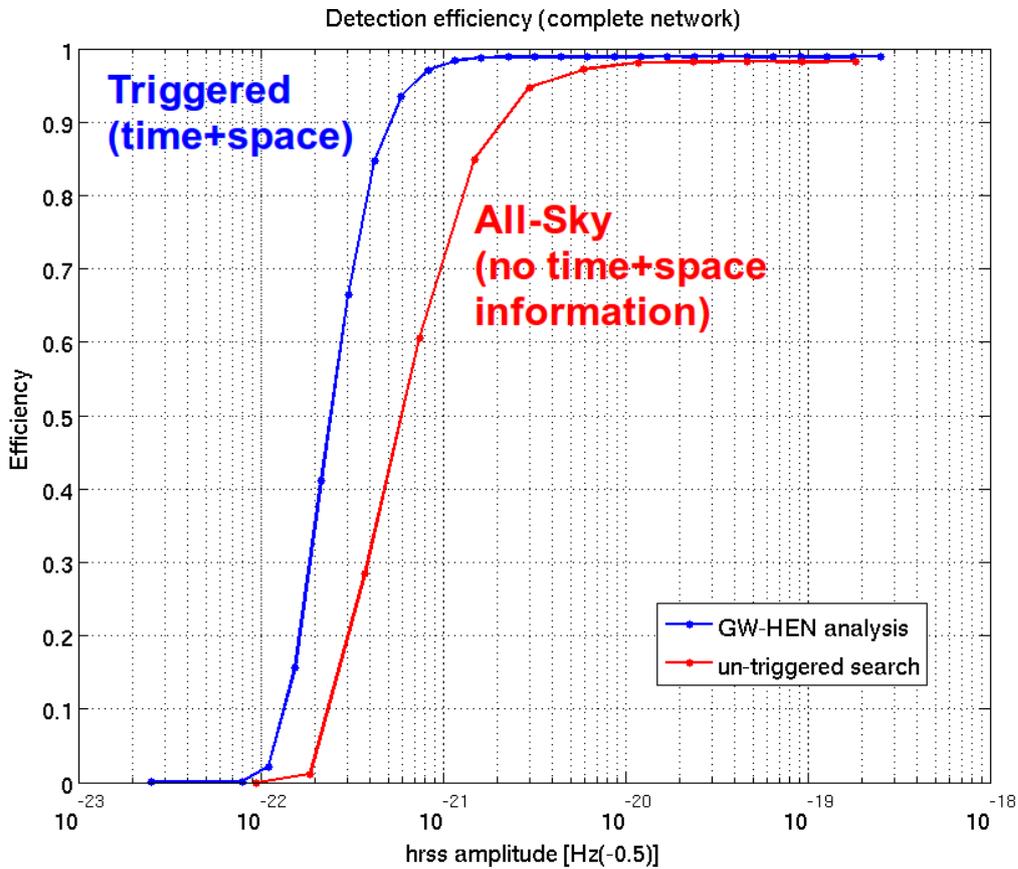


FIGURE 1.13 – Efficacité de détection d'un signal gravitationnel en fonction de son amplitude pour une recherche « en aveugle » ou guidée par la donnée d'un temps et d'une position.

neutrinos (dans le temps et/ou l'espace) peuvent être pris en compte à ce stade, ainsi que des corrélations éventuelles avec un catalogue de galaxies ou la distribution de matière dans l'univers local, pour donner plus de poids aux neutrinos participant à ces accumulations ou provenant de ces directions particulières.

Dans une telle configuration, tout comme le premier type de recherche, un candidat GW+HEN peut suffire pour obtenir une signification correspondant à une découverte (5σ), mais une accumulation de significances individuelles plus faibles peut aussi permettre de la différencier de coïncidences fortuites.

La seconde période de prise de données communes de VIRGO et LIGO, en 2009-2010, visible sur la figure 1.5, a été réalisée lorsque les interfé-

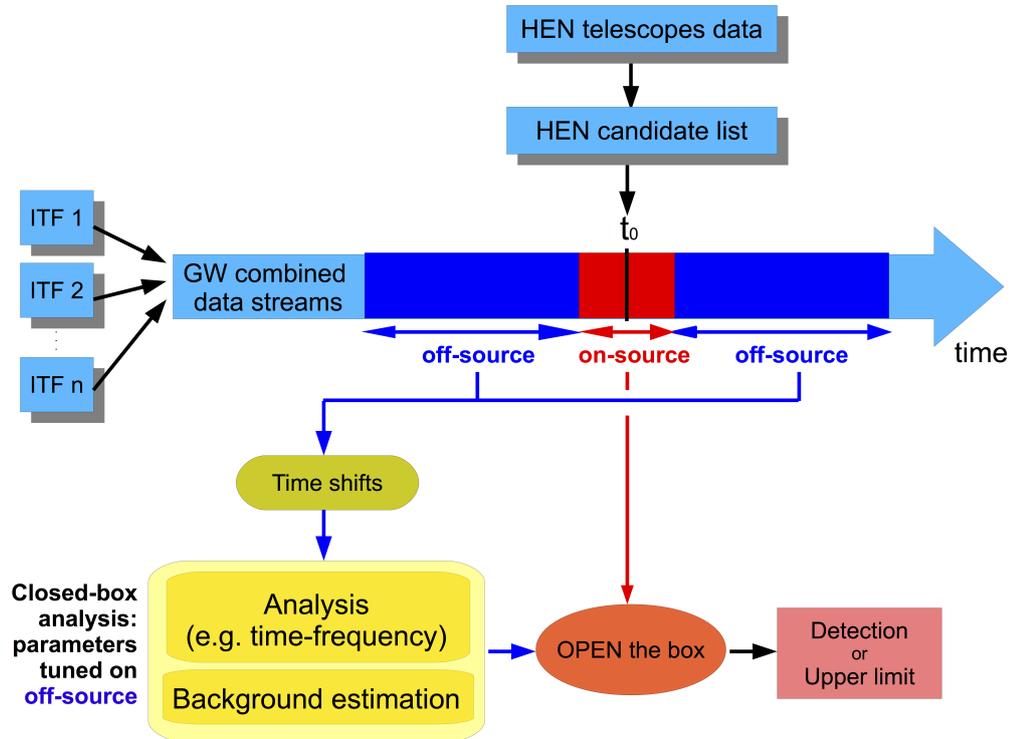


FIGURE 1.14 – Schéma de principe d'une recherche de signaux gravitationnels guidée par un candidat neutrino.

romètres en question avaient atteint une sensibilité fortement améliorée par rapport à la configuration de 2007. A ce moment-là, ANTARES est complet et ses 12 lignes en font alors un télescope complémentaire à ICECUBE pour l'hémisphère Sud. Pour la deuxième recherche de signaux coïncidents GW+HEN, il fut donc naturellement décidé d'appliquer une méthode d'analyse jointe très fortement inspirée de celle présentée ici.

1.7 Conclusions

Les perspectives offertes par des coïncidences entre détecteurs d'ondes gravitationnelles et télescopes à neutrinos sont multiples. Une détection offre tout d'abord la possibilité de confirmer l'origine astrophysique des signaux gravitationnels et neutriniques. La source identifiée, les modèles expliquant les processus d'accrétion et d'éjection peuvent être contraints. Enfin, des effets de gravité quantique peuvent être sondés.

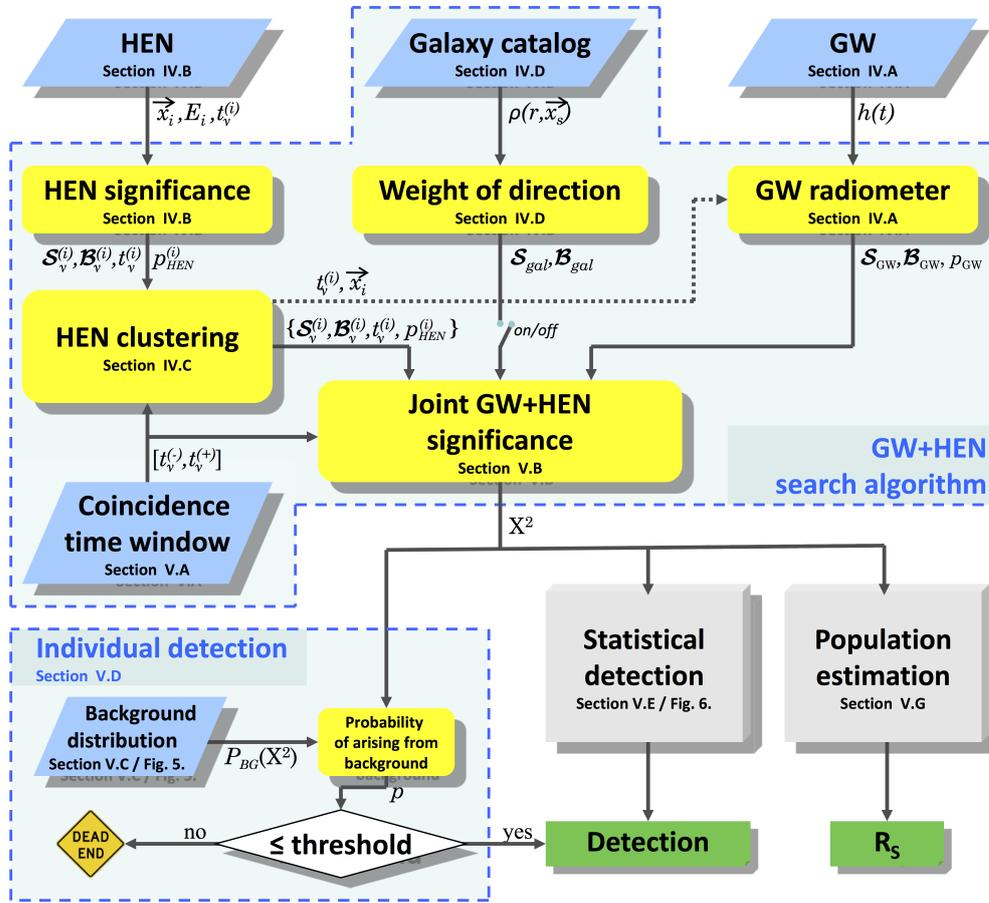


FIGURE 1.15 – Schéma de principe d’une recherche conjointe GW+HEN. Les références renvoient aux sections de [Baret et al., 2012b].

Les chapitres qui suivent vont présenter les méthodes employées et les résultats obtenus lors des recherches de signaux GW et HEN communs réalisées en utilisant, d’une part, les données prises en 2007 (GWHEN-1), une recherche de signaux GW guidée par des candidats HEN, et, d’autre part, les données prises en 2009-2010 (GWHEN-2), une recherche optimisée conjointement cette fois, lorsqu’à la fois ANTARES et VIRGO/LIGO avaient atteint leur sensibilité nominale.

GWHEN-1 (2007), l'analyse exploratoire

C'EST APRÈS MA PROPOSITION INITIALE À ANTARES de coïncidences avec les détecteurs d'ondes gravitationnels faite en 2008 que fut rédigée la Lettre d'Intention adressée aux collaborations VIRGO et LIGO, pour enfin pouvoir les réaliser. En 2009 est organisé à l'APC l'atelier GWHEN¹ rassemblant des expérimentateurs gravitationnels et neutriniques, ainsi que des théoriciens et astrophysiciens, qui marquera le début officiel de la première analyse jointe des données d'ANTARES et des interféromètres VIRGO/LIGO. Cette analyse a fait l'objet d'une thèse soutenue à l'APC [Bouhou, 2012]. J'ai évidemment participé à toutes les étapes de l'analyse, de la préparation à l'interprétation des résultats. Les méthodes et résultats principaux sont présentés ici, avec un accent particulier mis sur l'interprétation astrophysique, résumée dans [ANTARES & Virgo/LIGO, 2013]. On trouvera aussi des détails concernant les méthodes utilisées dans la thèse soutenue en 2012 à l'APC par B. Bouhou [Bouhou, 2012].

1. <https://indico.in2p3.fr/event/1424/>

Sommaire

2.1	Introduction	139
2.2	Sélection des candidats neutrinos	140
2.2.1	Reconstruction de la direction du muon	140
2.2.2	Dégénérescence pour les événements à 2 lignes	141
2.2.3	Sélection des événements	141
2.2.4	Paramétrisation de l'erreur angulaire	142
2.2.5	Sensibilité de l'analyse et candidats sélectionnés	144
2.2.6	L'analyse GWHEN-1 et les résultats d'ICECUBE22	146
2.3	Recherche des signaux gravitationnels	148
2.4	Résultats de la recherche conjointe	149
2.5	Interprétations astrophysiques	150
2.5.1	Volume de sensibilité	151
2.5.2	Limites et comparaison avec les observations .	152
2.6	Perspectives	153

2.1 Introduction

L'étude présentée ici fut donc la toute première recherche directe de coïncidences entre un télescope à neutrinos de haute énergie et des détecteurs d'ondes gravitationnelles, en utilisant les données d'ANTARES dans sa configuration 5 lignes, et celles de VIRGO/LIGO pendant les prises de données S5/VSR1, lorsque les interféromètres étaient proches de leur sensibilité nominale. Le principe est celui d'une recherche guidée : des candidats HEN sont identifiés dans les données d'ANTARES, et les données GW sont analysées pour rechercher spécifiquement un signal autour du temps d'arrivée du neutrino dans une région du ciel centrée autour de sa direction d'arrivée.

Ce type de recherche GW a été utilisée dans le passé pour rechercher des signaux coïncidents avec des émissions électromagnétiques de sursauts gammas, et il a été alors montré que les distances de détection s'améliorent d'un facteur 2 par rapport à une recherche en aveugle sur tout le ciel, grâce au bruit de fond moindre. Le taux de détection dépend bien entendu de la focalisation du signal déclencheur (ici, les HEN), puisque la recherche n'est sensible qu'aux sources orientées vers la Terre. [Ẇas et al., 2012] a montré qu'une recherche déclenchée est entre 0.1 et 6 fois plus sensible qu'une recherche en aveugle pour des ouvertures d'émissions allant de 5° à 30°, compatible avec les valeurs

typiques trouvées pour les sursauts gammas comme on le verra dans la suite.

Un total de 158 neutrinos d'énergie > 100 GeV ont été détectés par ANTARES pendant la prise de données S5/VSR1 de Janvier à Septembre 2007, lorsque 2 ou plus interféromètres prenaient des données. L'analyse, indépendant des modèles, de VIRGO/LIGO vise des signaux transitoires de durées typiques $\lesssim 1$ s avec des fréquences caractéristiques de 60 Hz à 500 Hz. La recherche fut étendue à des fréquences jusqu'à 2kHz pour un sous-échantillon de candidats HEN de plus haute énergie uniquement.

La prise de données S5 de LIGO se déroula entre le 4 Novembre 2005 et le 1er octobre 2007, avec des cycles utiles de 75%, 76% et 65% pour H1, H2, L1. VIRGO commença sa prise de données le 18 mai 2007, avec un cycle utile comparable de 78%. La période commune de prise de données avec ANTARES s'étend du 27 janvier au 30 septembre 2007.

2.2 Sélection des candidats neutrinos

Les données d'ANTARES sélectionnées pour cette étude correspondent à un temps équivalent de 103.4 jours, sur les 244.8 jours de la période de fonctionnement avec 5 lignes ; cette réduction provient essentiellement de la nécessité d'avoir une activité bioluminescente assez basse (ligne de base inférieure à 120 kHz, et taux de flashes ne dépassant pas 40%) et ce, pour garantir une bonne reconstruction de la trace du muon. Cette durée équivalente devient 91 jours lorsque l'existence de données conjointes avec VIRGO/LIGO est demandée.

2.2.1 Reconstruction de la direction du muon

Le système de déclenchement d'ANTARES comporte plusieurs niveaux. Le premier niveau est appliqué *in situ*, tandis que les autres interviennent une fois que les données ont été transmises à terre et avant l'écriture sur disque. Le premier niveau, L0, est un simple seuil d'environ 0.3 photoélectrons appliqué sur le signal analogique du photomultiplicateur. Le deuxième niveau, L1, correspond à 2 signaux L0 sur le même étage dans une fenêtre de 20ns, ou à un signal de grande amplitude (> 3 ou 10 pe selon la configuration). Le troisième niveau, L2, exige la présence de 5 L1 dans une fenêtre de $2.2\mu\text{s}$, correspondante au temps de passage d'un muon dans le détecteur, et que la différence en temps entre chaque paire de L1 Δt séparés d'une distance d vérifie une relation de causa-

lité $\Delta t < dn/c + 20\text{ns}$, avec n l'indice de réfraction dans l'eau. Le terme additionnel de 20 ns prend en compte la diffusion dans l'eau.

Les signaux sélectionnés sont alors combinés pour reconstruire la direction de la trace, en utilisant les temps d'arrivées et charges mesurées par un module optique donné, ainsi que sa position. Une procédure de minimisation est appliquée pour obtenir les paramètres de la trace : sa direction (θ, ϕ) et la position d'un point M_0 de la trace à un temps de référence t_0 . La méthode de reconstruction adoptée pendant cette première recherche est rapide et robuste (BBFit [ANTARES, 2011a]); initialement destinée à une implémentation en temps réel, elle fut utilisée pour cette recherche essentiellement à cause de sa disponibilité, malgré ses performances moindres comparées à des algorithmes développés ensuite, en terme de résolution angulaire par exemple.

2.2.2 Dégénérescence pour les événements à 2 lignes

La méthode de reconstruction, non-optimale, choisie, n'est pas sans conséquence : en particulier, elle ne permet pas de lever les dégénérescences dans le cas d'une trace reconstruite avec 2 lignes uniquement. Dans ce cas-là, il existe une solution alternative à la procédure de minimisation, miroir de la trace réelle par rapport au plan contenant les 2 lignes, comme on peut le voir sur la figure 2.1. Ceci est dû aux motifs temporels des photons détectés. Cette dégénérescence peut être levée en sélectionnant la trace avec la charge totale la plus importante pour les photons ayant les résidus (écart entre les temps observés et les temps prédits étant donnés la trace reconstruite considérée) les plus faibles. Malheureusement, cette étape additionnelle dans la reconstruction n'était pas encore disponible au moment de cette étude, et ne put être utilisée. En conséquence, chaque candidat neutrino reconstruit avec 2 lignes possède donc deux directions d'arrivées équiprobables, qu'il faut prendre en compte lors de la recherche gravitationnelle.

2.2.3 Sélection des événements

L'échantillon, même après avoir requis une direction reconstruite montante, contenant tout de même des muons atmosphériques descendants mal reconstruits, il faut adapter la procédure de sélection pour réduire leur contamination. Un nombre minimum de photons détectés sur un nombre minimale de lignes est alors imposé ; une première coupure sur la qualité de la reconstruction associée à une topologie en trace est appliquée, et une seconde, associée à la reconstruction d'une topologie

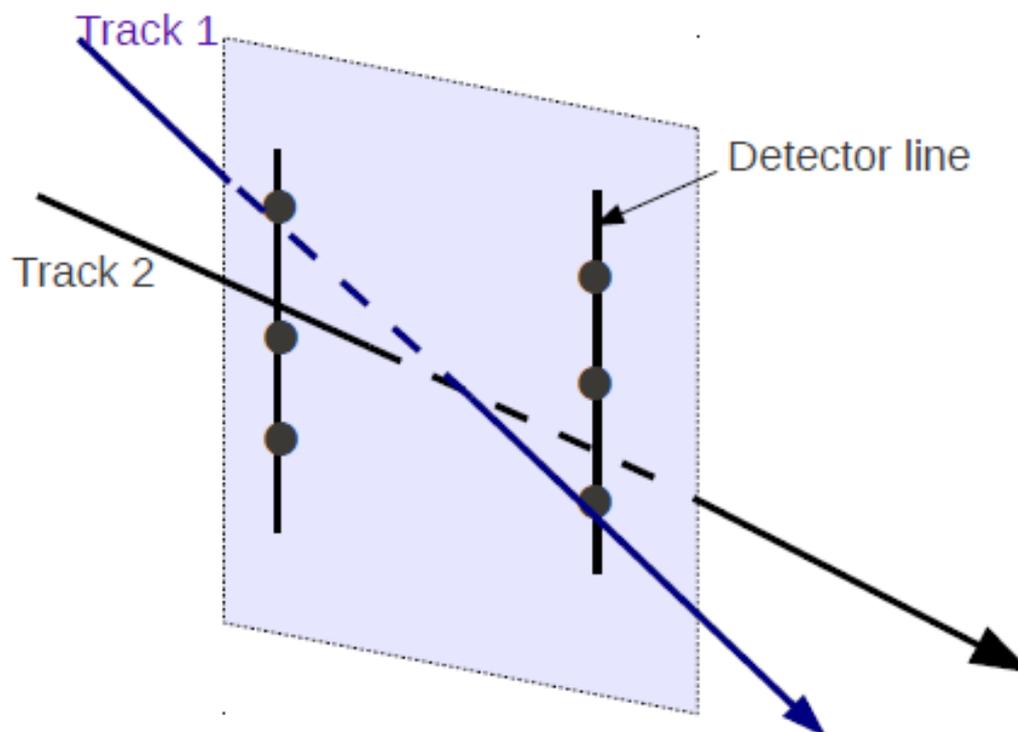


FIGURE 2.1 – Illustration de l'effet de dégénérescence azimuthale d'une trace détectée avec 2 lignes.

en cascade (que l'on obtient si des gerbes électromagnétiques sont produites le long des traces de muons descendants), sont ainsi appliquées. Ces éléments permettent de réduire à moins de 20% la contamination des muons atmosphériques, tout en maximisant le potentiel de découverte. Les valeurs exactes des coupures de sélection sont celles utilisées pour la recherche de sources ponctuelles développées dans [Halladjian, 2010]. La distribution en direction d'arrivée (angle zénithale ou déclinaison) des événements avant/après sélection sont représentées sur la figure 2.2.

2.2.4 Paramétrisation de l'erreur angulaire

L'analyse dédiée à la recherche de l'éventuelle contrepartie gravitationnelle au neutrino détecté nécessite une fenêtre angulaire, la plus restreinte possible, dans laquelle chercher le signal. Cette fenêtre angulaire est caractérisée par le calcul de l'erreur angulaire sur la direction

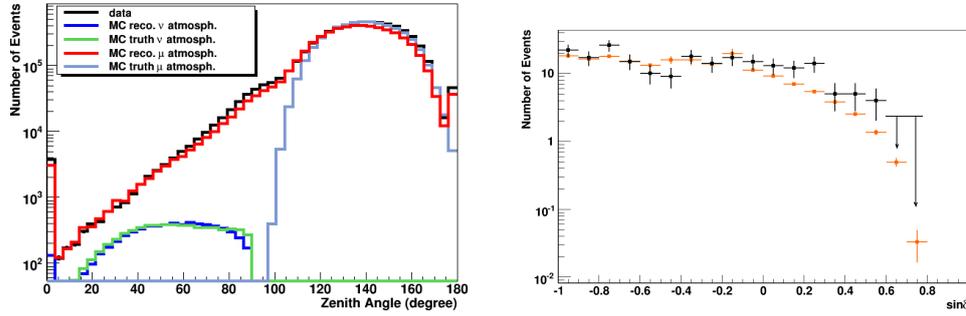


FIGURE 2.2 – A gauche : distribution de la direction d’arrivée événements Données/Simulations sans coupures de sélections. A droite : $\sin \delta$ pour les événements sélectionnés, données et simulations (muons et neutrinos atmosphériques).

du neutrino considéré, c’est-à-dire l’angle dans l’espace entre la direction reconstruite pour le muon et la direction du neutrino incident. Cette quantité dépend de l’énergie et de la direction d’arrivée. Elle a donc été quantifiée en fonction du nombre de photons associés à la trace, intimement lié à l’énergie déposée et donc à l’énergie du muon et du neutrino, et de la déclinaison du neutrino incident.

En particulier, nous avons remarqué que cette erreur angulaire suit une (presque) parfaite loi log-normale, c’est-à-dire que le logarithme de l’erreur angulaire peut être représenté par une gaussienne, comme on peut le voir sur la figure 2.3. La distribution de l’erreur angulaire $\delta\Omega$ peut donc être paramétrisée par une fonction du type :

$$P(\delta\Omega) = \frac{1}{2\pi(\delta\Omega - \theta_0)} e^{-\frac{1}{2\sigma_0^2} \left(\ln\left(\frac{\delta\Omega - \theta_0}{m_0}\right) \right)^2} \quad (2.1)$$

où θ_0 est un paramètre de position, σ_0 est liée à la largeur de la distribution et m_0 est un paramètre d’échelle. Cette paramétrisation permet d’estimer les quantiles à 50% (autrement dit, la résolution angulaire médiane) et à 90% de la distribution de l’angle dans l’espace : c’est cette dernière qui sera utilisée comme fenêtre de recherche angulaire du signal gravitationnel. La variation de ces quantités avec la direction d’arrivée est représentée sur la figure 2.4. Cette résolution angulaire (à 50%) dépend de plus de l’énergie : pour un spectre en E^{-2} et des événements à 3 lignes, elle vaut environ 2.5° à 100 GeV pour descendre à 1° à 100 TeV pour la méthode de reconstruction utilisée. Pour des événements reconstruits avec 2 lignes, en choisissant la trace la plus proche de la

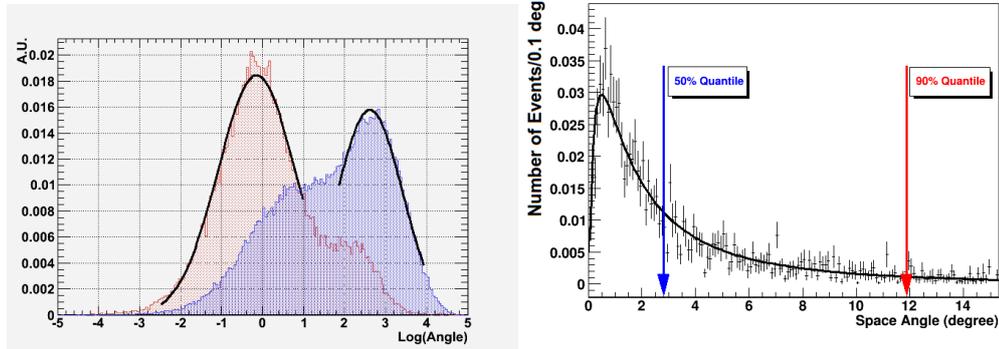


FIGURE 2.3 – A gauche : distribution du log de l’angle dans l’espace entre la direction reconstruite pour la trace et la direction incidente du neutrino, pour des événements à 2 lignes (bleu) et à 3 lignes (rouge). A droite : un exemple paramétrisation de l’angle dans l’espace par une loi log-normale, qui montre les quantiles à 50% et 90%.

direction réelle, la résolution médiane varie entre 3° à 100 GeV et 2.5° à 100 TeV. Au final, comme montré sur la figure 2.4, la fenêtre de recherche angulaire varie entre 5° et 10° pour les événements à 3 lignes en fonction de la déclinaison, et entre 10° et 15° pour les événements à 2 lignes, majoritaires. Il faut remarquer pour finir que la séparation angulaire des galaxies dans un rayon de 10Mpc est typiquement de 1° , ce qui veut dire qu’on pourra toujours associer une galaxie à l’un des candidats neutrinos. Ceci empêche, en particulier, d’appliquer la corrélation avec un catalogue de galaxies comme suggéré en fin de chapitre précédent.

2.2.5 Sensibilité de l’analyse et candidats sélectionnés

La moyenne des limites supérieures à 90% de niveau de confiance sur le flux de neutrinos obtenus sur un ensemble d’expériences simulées constitue la sensibilité de l’analyse. Pour un spectre en E^{-2} et les critères de sélection, on obtient la sensibilité représentée sur la figure 2.5 en fonction de la déclinaison : elle est de l’ordre de $E^2 \frac{dN}{dE} \approx 10^{-6} \text{ GeV.cm}^{-2}$, et minimum pour des sources qui sont toujours sous l’horizon ($\delta \lesssim -47^\circ$). Les candidats neutrinos sélectionnés sont montrés sur la figure 2.6, sur laquelle les événements à 2 lignes, avec 2 directions possibles, sont reliés par une ligne.

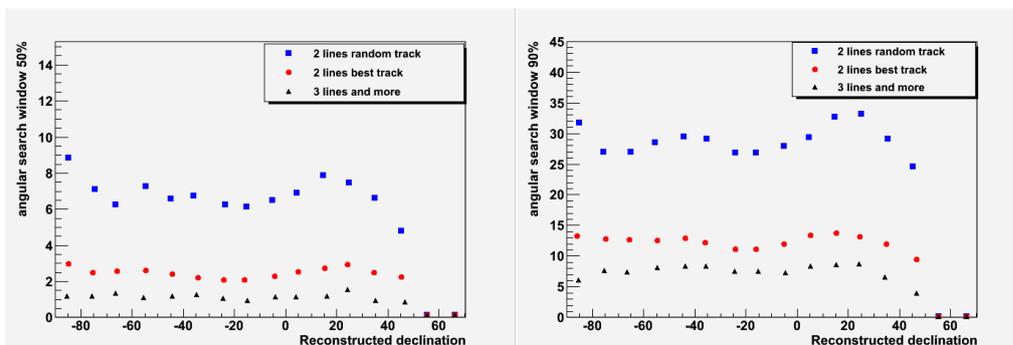


FIGURE 2.4 – A gauche : boîte d’erreur angulaire à 50% pour les événements 2 lignes ou 3 lignes. A droite : boîte d’erreur angulaire à 90% pour les événements 2 lignes ou 3 lignes.

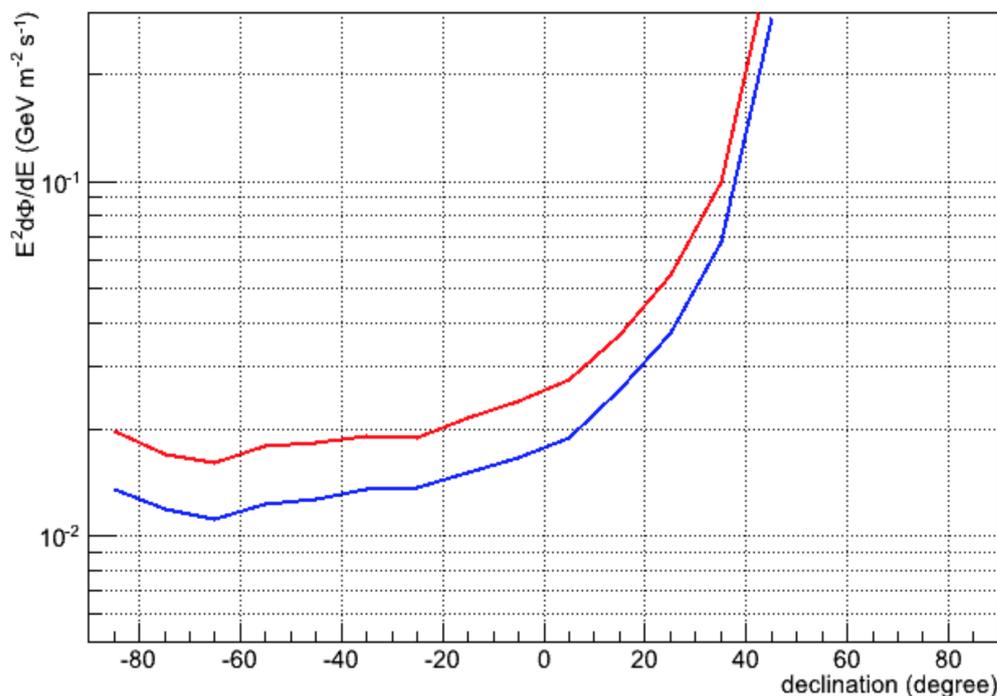


FIGURE 2.5 – Sensibilité en $E^2\Phi(E)$ de l’analyse pour toute la période de prise de données 5 lignes (en bleu) et pour la fraction des données utilisées pour GWHEN-1 (rouge).

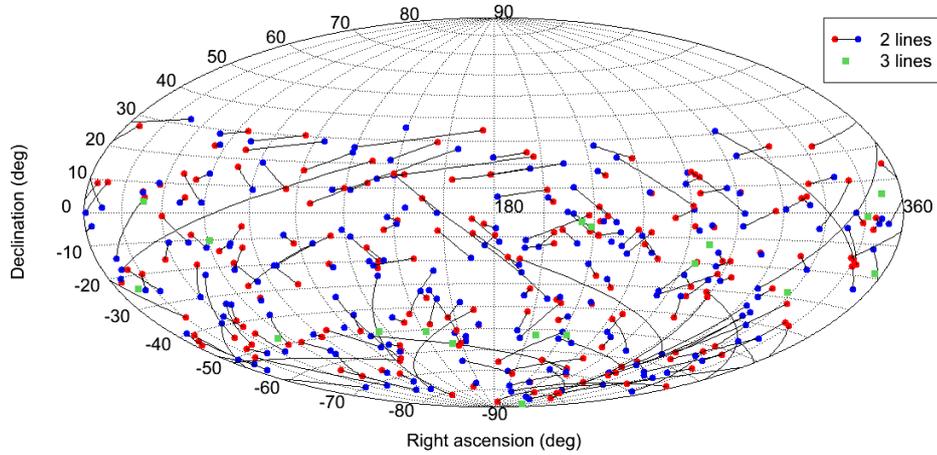


FIGURE 2.6 – Carte montrant les candidats neutrinos en coordonnées équatoriales.

2.2.6 L'analyse GWHEN-1 et les résultats d'IceCube22

Pendant la phase de revue de l'article associée à cette analyse, ICECUBE a révélé la non-observation, dans ces données prises avec 22 lignes (sur 81 au total), de neutrinos en provenance des sursauts gammas [IceCube, 2010]. Même si les sursauts gammas classiques sont des cibles de choix, on a vu que bien d'autres types d'objets, galactiques ou non, pouvaient produire des signaux GW+HEN coïncidents. Cependant, nous avons cherché à déterminer la probabilité pour ANTARES de détecter un unique neutrino sans qu'ICECUBE n'en détecte aucun.

Pour cela, à partir de la donnée des surfaces effectives en fonction de la déclinaison et de l'énergie des 2 détecteurs, nous avons estimé le nombre moyen de neutrinos potentiellement détectés par ICECUBE sachant la normalisation du flux astrophysique, tel que $N_{\text{Antares}} = 1$. Pour deux spectres différents, le premier de Waxman-Bahcall [Levinson and Waxman, 2001] et le second purement en E^{-2} , avec coupure à 10 PeV, le résultat est montré sur la figure 2.7.

Cela permet de calculer la probabilité qu'IC22 ne détecte aucun neutrino en moyenne alors que N_ν sont attendus :

$$P_{\text{IC}<1} = (1 + N_\nu) e^{-N_\nu} \quad (2.2)$$

qui est représentée sur la figure 2.8. On en conclut que pour $\delta < 0^\circ$, IC22 avait une forte probabilité de ne pas détecter de signal, malgré la taille

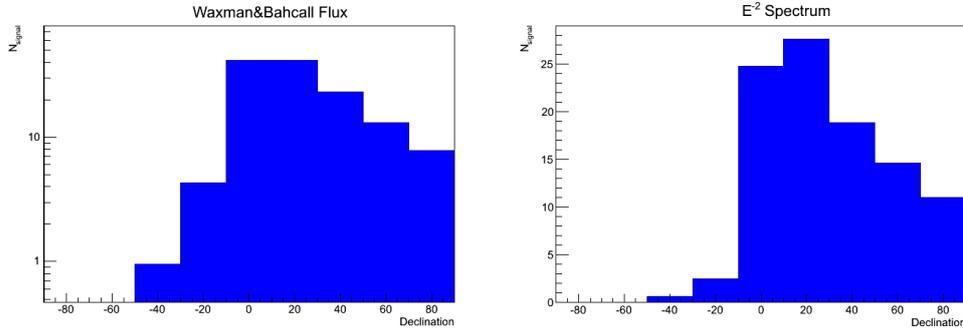


FIGURE 2.7 – A gauche : nombre de neutrinos détectés dans IC22 si $N_{\text{Antares}} = 1$ pour un flux de Waxman-Bahcall. A droite : idem pour un flux en E^{-2} , avec coupure à 10 PeV.

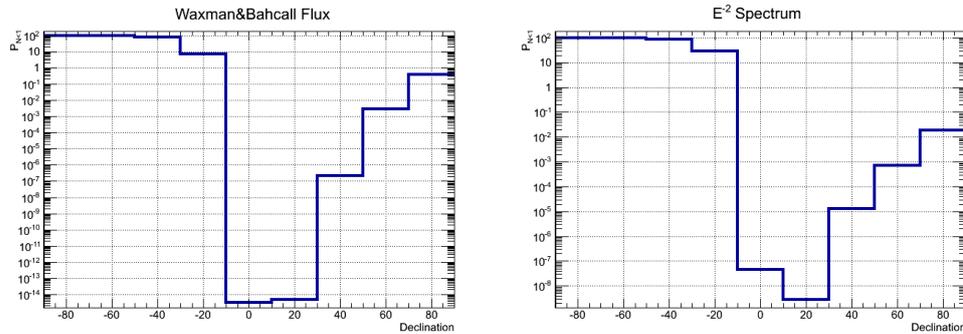


FIGURE 2.8 – Probabilité pour IceCube22 de ne détecter aucun neutrino si ANTARES en a détecté 1 seul en moyenne, à gauche pour un flux de Waxman-Bahcall, à droite pour un spectre en E^{-2} , avec coupure à 10 PeV.

réduite d'ANTARES.

Enfin, nous avons pris en compte la répartition en déclinaison des 75 sursauts gamma observés pendant la période², dont 35 pendant la période d'analyse GWHEN-1, pour calculer le nombre moyen de neutrinos attendus dans IC22, étant donné la détection d'un neutrino unique provenant d'un des 71 GRBs auquel ANTARES a été sensible. On trouve alors $\bar{N}_\nu \approx 3.9$, ce qui donne $P_{\text{IC}<1} \approx 10\%$, pour un spectre en E^{-2} et $P_{\text{IC}<1} \approx 1\%$ pour un spectre du type Waxman-Bahcall. Sur tout le ciel donc, en tenant compte de la répartition seule des sursauts gamma détectés en 2007, et selon le spectre, la probabilité pour IC22 de ne pas

2. <http://grbweb.icecube.wisc.edu/>

détecter de contreparties neutrinos à un sursaut ayant induit un neutrino détecté dans ANTARES varie entre 1% et 10%.

2.3 Recherche des signaux gravitationnels

La méthode de détection des signaux transitoires est expliquée de manière précise dans l'article de référence [ANTARES & Virgo/LIGO, 2013] mais aussi dans [Bouhou, 2012].

Les données sont tout d'abord « blanchies » et retardées/avancées en temps de manière cohérente grâce à la connaissance de la direction du neutrino incident. Des cartes temps-fréquence sont produites, et sommées de manière cohérente, avec des pondérations déterminées par la sensibilité en fréquence et la réponse en direction pour chaque instrument, pour maximiser le rapport signal-sur-bruit attendu dans le cas d'un signal polarisé circulairement (cas d'une source observé près de l'axe de rotation). Un seuil est appliqué pour retenir une fraction (1%) des pixels les plus énergétiques dans l'espace de Fourier. Les pixels survivants sont éventuellement regroupés pour constituer un candidat gravitationnel, caractérisé par l'énergie totale contenue dans les pixels participants.

Cette procédure est répétée pour différentes positions dans le ciel contenues dans la fenêtre angulaire à 90% caractéristique du candidat neutrino, avec des intervalles spatiaux tels que l'erreur maximale sur le temps entre toute paire d'interféromètres soit inférieure à 0.5ms. Cette analyse est réalisée pour toutes les données contenues dans la fenêtre en temps ± 500 s autour du candidat. Pour estimer la signification d'un signal éventuel, la même analyse est répétée pour les données en dehors de la fenêtre de coïncidence dans un fenêtre de ± 1.5 heures autour du neutrino, pour conserver les mêmes caractéristiques de bruit et de conditions de prise de données des interféromètres, données qui sont en plus décalées dans le temps aléatoirement pour produire au final plus de 10^3 réalisations de bruit de fond par candidat HEN. Enfin, des injections de faux signaux sont effectuées pour estimer les performances de l'analyse.

La plupart des signaux attendus ont des fréquences inférieurs à 500 Hz, là où les instruments sont les plus sensibles. De plus, le coût de calcul du logiciel utilisé pour la recherche gravitationnel, décrit dans [Bouhou, 2012] devient prohibitif pour de hautes fréquences. Cependant, des émissions à plus haute fréquence sont attendus, par exemple, dans le cas d'effondrements gravitationnels ou pour des sursauteurs gamma mous,

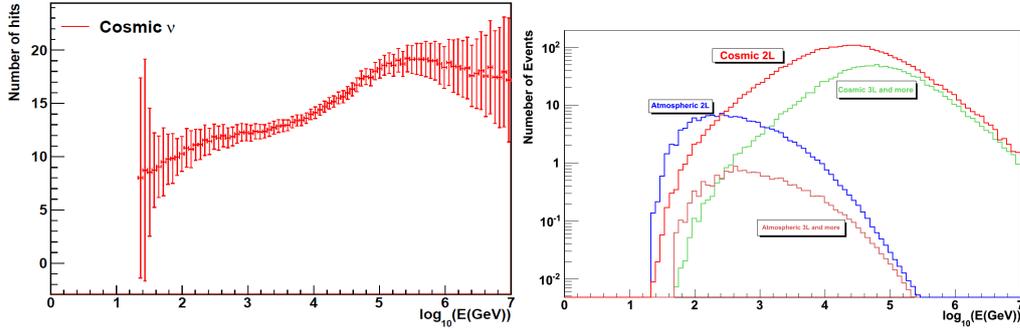


FIGURE 2.9 – A gauche : distribution en énergie typique de neutrinos atmosphériques, et de neutrinos cosmiques. A droite : Spectre en énergie des événements détectés pour un signal atmosphérique ou cosmique, à 2 ou > 3 lignes.

dans notre propre galaxie. Il a donc été décidé, en phase final de l’analyse, de recherche des signaux à haute fréquence pour les événements reconstruits avec 3 lignes. Ces événements, qui représentent environ 10% de l’échantillon final, ont de plus petites erreurs angulaires, et une plus forte probabilité d’être d’origine cosmique. Ceci est montré sur la figure 2.9 : les événements à 3 lignes, dans tous les cas, sont de plus haute énergie, et donc avec une plus forte probabilité d’être d’origine cosmique.

2.4 Résultats de la recherche conjointe

Une analyse quantitative de la signification d’un événement gravitationnel doit prendre en compte le facteur d’essai dû au nombre de candidats neutrinos utilisés. Pour cela un test binomial est utilisé, qui fut appliqué dans d’autres recherches de signaux GW corrélés à des sursauts gammas. Cela permet éventuellement de mettre en évidence, outre un unique événement gravitationnel très significatif en coïncidence avec un unique neutrino, une accumulation de signaux gravitationnels moins puissants corrélés avec plusieurs candidats neutrinos. Les candidats gravitationnels sont ordonnés suivant leur p-valeur p_i d’être dûs à une fluctuation du bruit de fond, et la probabilité d’avoir plus de n_i événements avec une p-valeur inférieure à p_i est calculée, pour $i < N_m$:

$$P_{\geq n_i}(p_i) = \sum_i^N \frac{N!}{(N-k)!} p_i^k (1-p_i)^{N-k}, \quad (2.3)$$

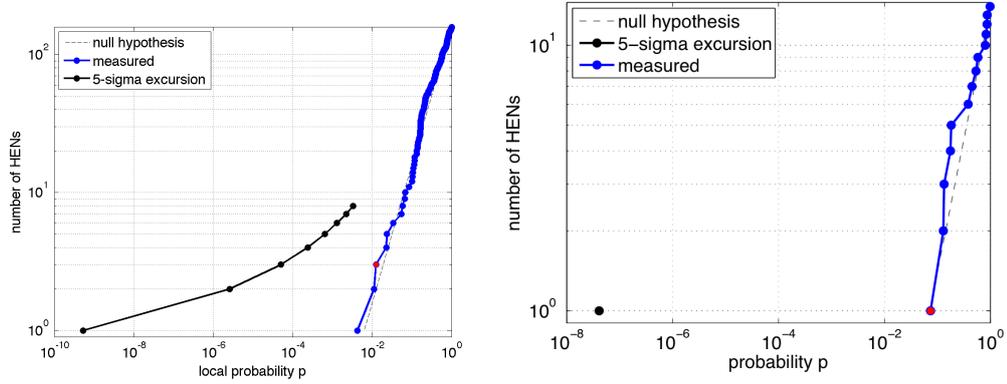


FIGURE 2.10 – A gauche : distribution des p-valeurs observées pour l'événement GW le plus significatif en corrélation avec chaque neutrino détecté dans la région des basses fréquences. Le point rouge indique la plus grande déviation à l'hypothèse de bruit de fond seul. La déviation la plus grande intervient pour 64% des expériences avec bruit de fond seul. A droite : même distribution dans le cas de l'analyse haute fréquence, restreinte à $N_m = 1$. La déviation la plus grande intervient pour 66% des expériences avec bruit de fond seul.

avec N le nombre total de neutrinos ($=158$ à basse fréquence et 14 à haute fréquence), et $N_m = 0.05 \times N$, soit $N_m = 1$ à haute fréquence et $N_m = 8$ à basse fréquence. Les résultats sont montrés sur la figure 2.10, avec le résultat attendu dans le cas de p-valeurs distribués aléatoirement entre 0 et 1. Dans chaque cas, les résultats sont compatibles avec l'absence de coïncidences.

2.5 Interprétations astrophysiques

GWHEN-1 n'a donc révélé aucune émission coïncidente de neutrinos et d'ondes gravitationnelles. Etant donné le temps d'observation commun $T_{\text{obs}} \approx 90$ jours et le volume d'univers observé V , on peut en déduire la limite suivante sur le densité d'occurrence de tels phénomènes, en $1/\text{Mpc}^3/\text{an}$:

$$\rho_{\text{GWHEN}} \leq \frac{2.3F_b}{V \times T_{\text{obs}}}, \quad (2.4)$$

où $F_b = (1 - \cos\theta_{\text{jet}})^{-1}$ est le facteur de correction à appliquer lié à la focalisation de l'émission des neutrinos à l'intérieur d'un jet relativiste

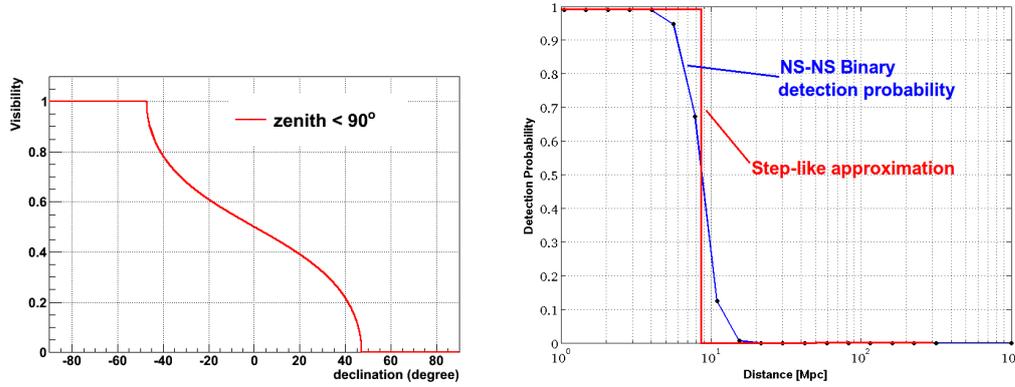


FIGURE 2.11 – A gauche : visibilité d’une source dans ANTARES en fonction de sa déclinaison. A droite : probabilité de détection pour un signal de binaires en fonction de la distance, pour une énergie émise sous forme d’ondes gravitationnelles donnée.

d’ouverture θ_{jet} . Typiquement $F_b \sim 100 - 300$ pour une ouverture de $5 - 10^\circ$ (sursaut gamma classique par exemple) alors que $F_b \approx 10$ pour un angle de 30° (sursaut gamma étouffé et/ou associé à une supernova).

2.5.1 Volume de sensibilité

Le volume de sensibilité de l’analyse peut être estimé de la manière suivante :

$$V = 2\pi \int_0^{d_{\text{max}}} P_{\text{GWHEN}}(r) r^2 dr \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \epsilon_{\text{HEN}}(\delta) \cos \delta d\delta \quad (2.5)$$

$P_{\text{GWHEN}} = P_{\text{GW}}(r) \times P_{\text{HEN}}(r)$ est la probabilité de détecter une source à la distance r , qui dépend des probabilités de détections des signaux GW et HEN. Le terme $\epsilon_{\text{HEN}}(\delta)$ représente la visibilité d’une source par ANTARES, visible sur la figure 2.11, tandis que, pour une source GW typique, la probabilité de détection en fonction de la distance peut être représenté par une fonction en escalier.

En tenant compte des spectres différents attendus pour les neutrinos de sursauts courts ou longs, nous avons estimé une distance typique de détection de l’ordre de $d_{50} = 4$ Mpc pour les sursauts courts et de l’ordre de $d_{50} = 12$ Mpc pour les sursauts longs. Cette différence dans les spectres est représentée sur la figure 2.12. L’émission gravitationnelle attendue entraîne une distance typique de détection pour un sursaut

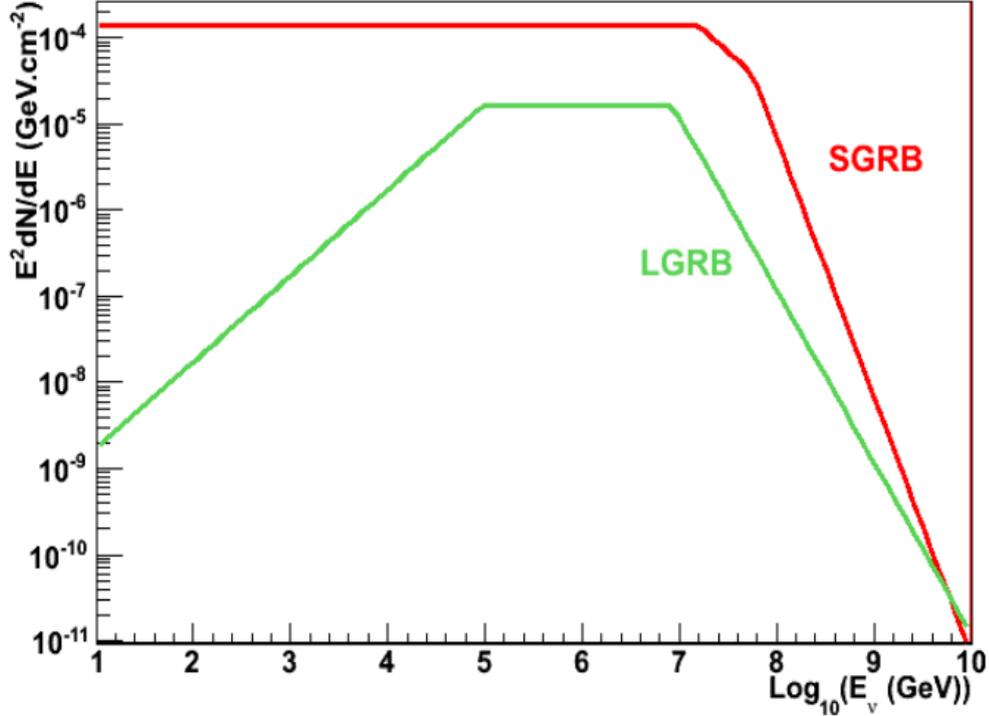


FIGURE 2.12 – Spectres représentatifs pour des sursauts courts (SGRB) ou longs (LGRB) à $z = 1$ ou $z = 2$ respectivement.

court, associé à des fusions de binaires de 5 à 10 Mpc en fonction de la masse des étoiles. Pour des sursauts longs, l'horizon gravitationnel est de l'ordre de 10 à 20 Mpc pour $E_{GW} = 10^{-2}M_{\odot}c^2$.

2.5.2 Limites et comparaison avec les observations

Au final, on obtient, pour des sursauts courts (SGRB) ou longs (LGRB) :

$$— \rho_{GWHEN}^{SGRB} \lesssim F_b \times 10^{-2} / \text{Mpc}^3 / \text{an} ;$$

$$— \rho_{GWHEN}^{LGRB} \lesssim F_b E_{0.01}^{-\frac{3}{2}} \times 10^{-3} / \text{Mpc}^3 / \text{an}, \text{ avec } E_{0.01} = E_{GW} / 10^{-2} M_{\odot} c^2.$$

Comme rapporté dans [ANTARES & Virgo/LIGO, 2013], on peut comparer ces limites aux taux observés pour les sursauts gammas ou d'autres sources d'intérêts pour ces coïncidences, exprimés en $1/\text{Mpc}^3/\text{an}$. Ainsi, le taux local de sursauts courts est estimé à $\rho_{SGRB} \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ après correction des effets d'orientation. Pour des coalescences d'objets compacts, $\rho_{bin} \sim 10^{-8}$. Ces taux sont bien inférieurs à la limite obtenue avec GWHEN-1 : $\rho_{GWHEN}^{SGRB} \lesssim F_b \times 10^{-2} / \text{Mpc}^3 / \text{an}$. Notons qu'avec un

temps d'observation $T_{\text{obs}} = 1$ an, une amélioration d'un facteur 10 sur la distance est nécessaire pour contraindre la fraction de binaires, par exemple, produisant des signaux GW et HEN concomitants.

Le taux de sursauts longs observé est estimé quant à lui à $\rho_{\text{LGRB}} \approx 3 \times 10^{-8}$, dans les mêmes unités. Ces sursauts, comme on l'a vu dans le chapitre introductif, sont intimement liés aux supernovae de Type II et de Type Ibc, les supernovae gravitationnelles, avec $\rho_{\text{SNIbc}} \approx 2 \times 10^{-5}$ et $\rho_{\text{SNII}} \approx 2 \times 10^{-4}$, qui se trouvent être très proches de la limite obtenue : $\rho_{\text{GWHEN}}^{\text{LGRB}} \lesssim F_b E_{0.01}^{-\frac{3}{2}} \times 10^{-3} / \text{Mpc}^3 / \text{an}$. Un facteur 10 est nécessaire pour pouvoir contraindre la fraction d'effondrements gravitationnels produisant des signaux GW+HEN si ceux-ci ne sont pas trop focalisés, ce qui se traduit par une amélioration d'un facteur 2 sur la distance de détection intervenant dans le calcul du volume d'univers sondé. Les résultats sont résumés sous forme graphique sur la figure 2.13.

2.6 Perspectives

Ces limites sont à comparer avec les résultats obtenus par [Bartos et al., 2011] qui ont estimé des limites sur ces mêmes densités de population en se basant sur des recherches indépendantes de VIRGO/LIGO et d'ICECUBE dans sa configuration avec 40 lignes, pour lequel la détection d'une source nécessite plus de 3 neutrinos pour identifier une source astrophysique grâce à la seule information neutrinique.

Ces limites sont montrées sur la figure 2.14, pour la densité de population exprimée en $1 / (\text{galaxie équivalente à la Voie Lactée} = \text{MWEG}) / \text{an}$, avec $1.16 \times 10^{-2} \text{MWEG} / \text{Mpc}^3$, en fonction du nombre de neutrinos émis pour une source à 10 Mpc. Ces résultats sont malheureusement difficiles à comparer directement avec nos limites supérieures, indépendantes du nombre de neutrinos attendus pour une source à une distance donnée. Cependant, si l'on considère que $n_{\text{HEN}} > 30$, à cause d'une focalisation moyenne $F_b \approx 10$ pour un sursaut long, on voit que la limite obtenue pour $E_{\text{GW}} = 10^{-2} M_{\odot} c^2$ se traduit en $\rho \approx 10^{-2.25} / \text{MWEG} / \text{an} \approx 4 \times 10^{-1} / \text{Mpc}^3 / \text{an}$, à comparer avec la limite obtenue ici avec $F_b \approx 10$ soit $10^{-2} / \text{Mpc}^3 / \text{an}$.

Les limites sont donc tout à fait compatibles, mais, encore une fois, la comparaison est rendue difficile à cause de conventions différentes dans la présentation des résultats. On voit là tout de même à travers cette légère différence l'intérêt de l'utilisation conjointe des données gravitationnelles et neutriniques.

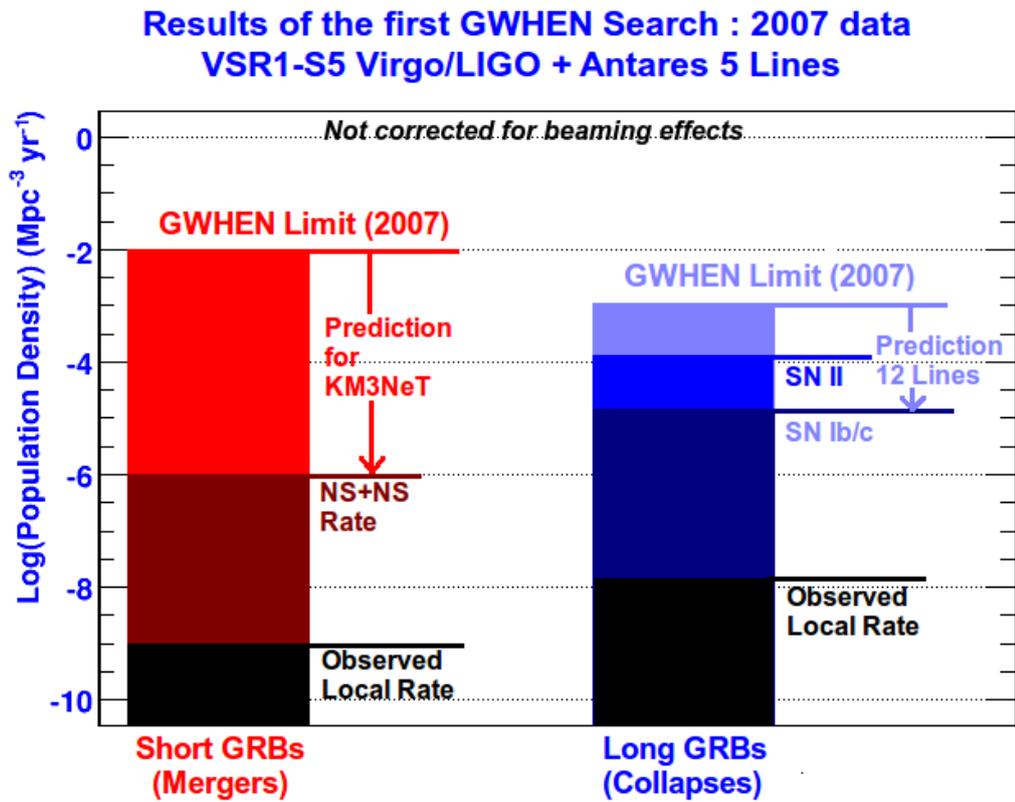


FIGURE 2.13 – Résumé des résultats de GWHEN-1 : comparaison des limites obtenues pour des sources du type sursauts courts ou longs avec les densités astrophysiques estimées ou observées.

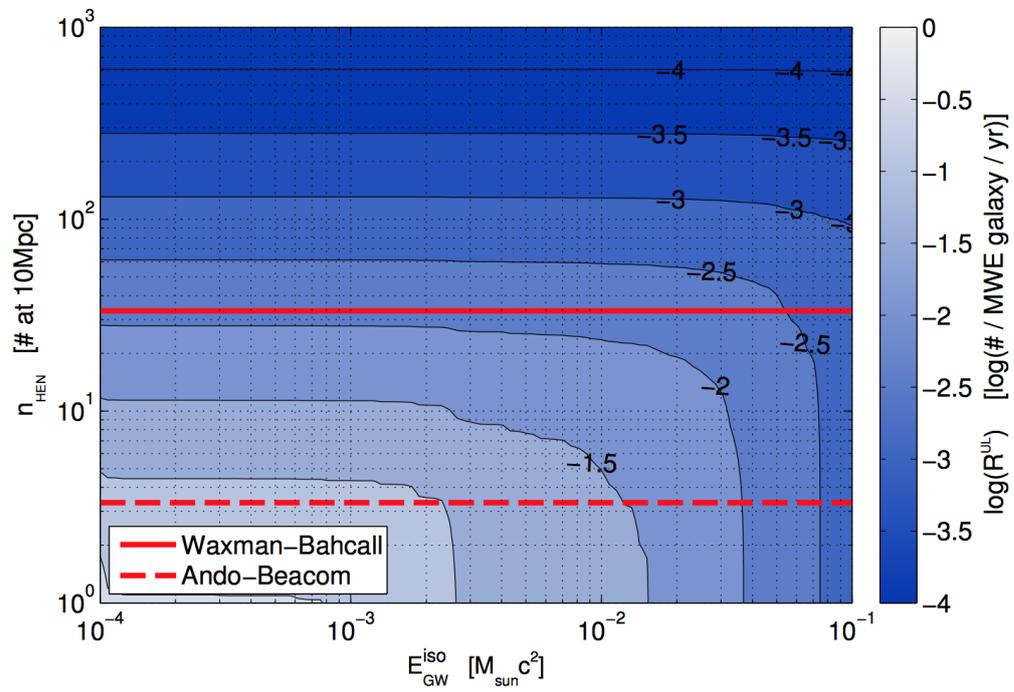


FIGURE 2.14 – Limites observationnelles obtenues avec des non-détections indépendantes de VIRGO/LIGO et IC40.

GWHEN-2 (2009-2010), l'analyse optimisée

UNE FOIS L'ANALYSE GWHEN-1 TERMINÉE, et même avant que la publication correspondante ne soit enfin approuvée, l'analyse des données conjointes prises en 2009/2010 par VIRGO/LIGO, dans leurs configurations améliorés, et ANTARES, avec ses 12 lignes finales, a pu commencer. C'est cette fois une analyse optimisée, conforme à la proposition initiale [Pradier, 2009], qui a été mise en place.

Les critères de sélection des neutrinos ont ainsi été ajustés pour *maximiser* le potentiel de détection. Cette optimisation a nécessité l'implémentation d'un nouvel algorithme de recherche de signaux gravitationnels, recherche restreinte à une plus petite région du ciel grâce à l'utilisation d'une reconstruction améliorée pour les neutrinos, bénéficiant d'une meilleure résolution angulaire. Ces différents éléments, déjà présentés par ailleurs en détails dans [Bouhou, 2012], seront résumés ici, avec un accent particulier mis sur l'interprétation astrophysique, en étroite relation avec les modèles de production de signaux gravitationnels et de neutrinos de haute énergie.

Il faut noter qu'à l'heure d'écriture de ces lignes, l'analyse, pour la partie gravitationnelle essentiellement, est encore en cours de revue interne par les collaboration VIRGO/LIGO ; les résultats définitifs ne sont donc pas encore connus, et les interprétations astrophysiques se basent sur un possible résultat négatif de la recherche. Notons que d'un point de vue pratique, l'analyse a été effectuée principalement par B. Bouhou puis B. Baret (APC).

Sommaire

3.1	Présentation de l'analyse	159
3.1.1	Données concernées	160
3.2	Analyse gravitationnelle	161
3.3	Optimisation de l'analyse	162
3.3.1	Nombre de sources détectables par les coïncidences	162
3.3.2	Procédure d'optimisation	163
3.4	Statistique jointe	164
3.4.1	Caractérisation des candidats neutrinos	165
3.4.2	Caractérisation des événements gravitationnels	167
3.4.3	Caractérisation des candidats joints	167
3.4.4	Statistique finale et efficacités	168
3.5	Interprétations astrophysiques	170
3.5.1	Modèles d'émission et probabilité de détection	172
3.5.2	Prise en compte de la focalisation de l'émission	177
3.5.3	Limites supérieures obtenues	180
3.6	Perspectives	184

3.1 Présentation de l'analyse

Les différences principales entre cette nouvelle analyse et l'analyse présentée au chapitre précédent sont résumées sur la figure 3.1 :

- les sensibilités, tout d'abord : comme l'a montré la figure 1.4, les interféromètres ont alors atteint leur meilleure sensibilité, essentiellement à basse fréquence et au-delà de 200 Hz, un gain intéressant pour les signaux transitoires ; quant à ANTARES, le gain en surface effective (rapport entre le nombre de neutrinos détectés et le flux incident) montré sur la figure 3.1 est appréciable : entre 15% à 1 PeV et 60% à 100 GeV (30% à 10 TeV).
- les méthodes utilisées, ensuite : la méthode de reconstruction utilisée dans ANTARES est beaucoup plus performante, et permet de réduire la fenêtre de recherche angulaire d'un facteur 10 ; la méthode employée dans la partie gravitationnelle autorise des simulations jointes, coûteuses en temps de calcul ;
- le traitement statistique des résultats : au contraire de GWHEN-1, toute l'information disponible est utilisée, à travers une variable

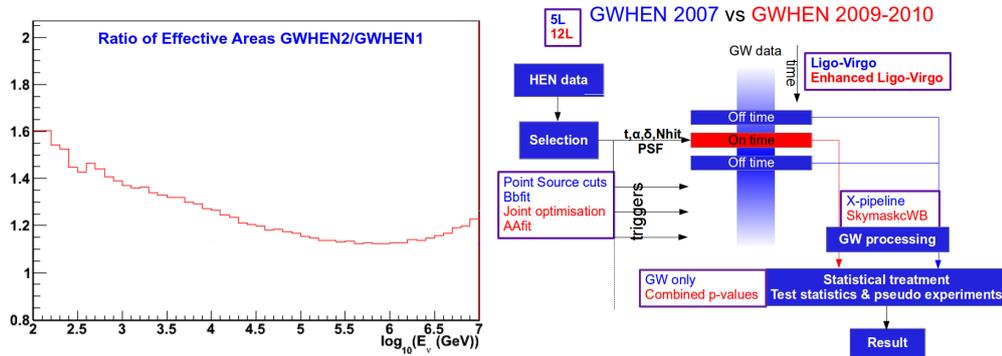


FIGURE 3.1 – A gauche : rapport des surfaces effectifs d’ANTARES en 2009-2010 (12 lignes) et 2007 (5 lignes). A droite : Résumé des différences principales entre l’analyse GWHEN-1 (2007) et GWHEN-2 (2009-10)

statistique globale combinant les densités de probabilités directionnelles de chaque messager ;

- l’optimisation, enfin : GWHEN-1 utilisait les paramètres de sélection classiques pour une recherche de sources ponctuelles de neutrinos, là où GWHEN-2 choisit les critères de sélection qui maximise le nombre de sources détectables.

3.1.1 Données concernées

Trois détecteurs gravitationnelles ont participé à la prise de données communes S6-VSR2/3 : LIGO-Livingston (L1), LIGO-Hanford (H1) et VIRGO (V1). Les données ont été obtenues entre Juillet 2009 et fin octobre 2010, période pendant laquelle certains détecteurs ont pu ne pas prendre de données. Au final, la période concomitante avec ANTARES correspond à 44.7 jours avec les 3 interféromètres, 33.5 jours avec H1L1, 23.1 avec L1V1 et 27.4 avec H1V1, soit au total 128.7 jours : un gain de 40% dans le temps d’observation par rapport à GWHEN-1. Il faut remarquer qu’au contraire de l’analyse similaire publiée récemment par ICECUBE+VIRGO/LIGO [IceCube-Virgo/LIGO, 2014], les données prises avec uniquement 2 interféromètres ont aussi été utilisées, augmentant notre sensibilité à une éventuelle coïncidence.

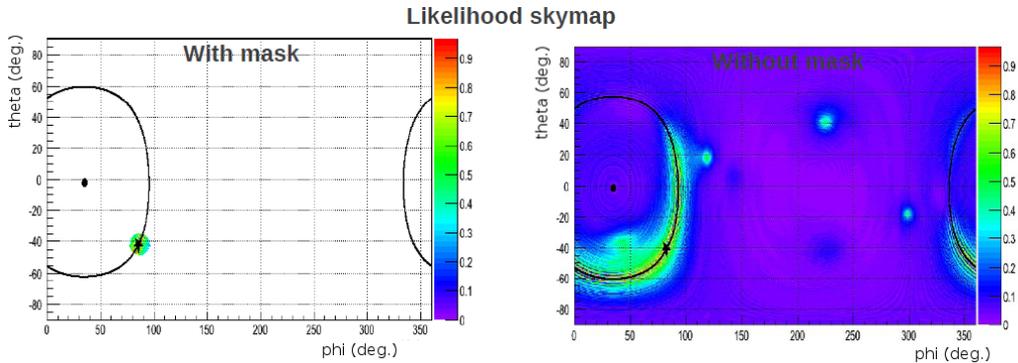


FIGURE 3.2 – Distribution de probabilités d’un événement GW reconstruit avec 2 interféromètres, avec un masque (direction du neutrino), ou sans masque (à droite).

3.2 Analyse gravitationnelle

Pour la recherche gravitationnelle, un nouveau cadre logiciel a été utilisé, Skymask-Coherent WaveBurst (s-cWB), une variation de Coherent WaveBurst [Klimenko et al., 2008], en raison de l’expérience acquise pendant la première recherche GWHEN. Certaines sources (supernovae par exemple) peuvent émettre des signaux gravitationnels jusqu’à des fréquences de l’ordre de 2kHz. Le nombre de neutrinos attendus étant de l’ordre du millier, et non pas de la centaine comme dans GWHEN-1, un nouveau logiciel était nécessaire, capable de supporter, pour un coût supplémentaire en temps de calcul raisonnable, l’analyse à haute fréquence et le nombre de candidats à analyser.

En outre, l’analyse cohérente en direction nécessite en général les données de 3 interféromètres pour obtenir une erreur sur la position reconstruite d’un signal raisonnable ; s-cWB, développé essentiellement à l’APC, reconstruit les événements dans une zone du ciel spécifiée *a priori* par l’application d’un masque, ce qui permet l’analyse des données prises avec 2 interféromètres seulement. C’est ce que l’on peut voir sur la figure 3.2, tirée de [Bouhou, 2012] : en supposant que le signal gravitationnel provient de la zone du ciel donnée par la direction du neutrino, l’ambiguïté quant à l’origine du signal que l’on peut voir sur la reconstruction sur tout le ciel (à droite) peut être levée.

Dans une analyse cohérente, des décalages en temps sont appliqués sur les données des différents interféromètres pour compenser le temps mis par le signal gravitationnel pour se propager d’un détecteur à l’autre. Ces temps sont de l’ordre de 27ms pour VIRGO-LIGO et 10 ms

pour H1-L1. Le bruit de fond est simulé en appliquant des décalages en temps non-physiques sur les données de certains interféromètres. La distribution des événements trouvés dans ces données décalées permet d'avoir une estimation du bruit de fond. Il est aussi possible de mélanger les masques, en considérant des régions du ciel pour lesquelles les sensibilités sont comparables à la direction d'arrivée du neutrino incident.

3.3 Optimisation de l'analyse

La recherche GWHEN-1 n'était pas totalement satisfaisante dans le sens que les critères de sélection des candidats neutrinos ont été choisis sans se soucier de leur impact sur la recherche gravitationnelle. En résumé, pour un taux de fausses alarmes globale donné, des critères trop lâches, qui augmentent le bruit de fond passant les coupures, entraînent une recherche gravitationnelle trop stricte, réduisant son efficacité, alors que des critères trop stricts pour les neutrinos, réduisant l'efficacité de la sélection neutrinique, permettent de relâcher les critères de la recherche gravitationnelle, introduisant potentiellement plus de bruit de fond, mais augmentent la distance maximale de détection. Pour cette nouvelle recherche utilisant les données des détecteurs ayant atteint leur sensibilité nominale (en tout cas, maximale), il a été décidé de mettre en oeuvre une nouvelle optimisation.

L'efficacité de la sélection des neutrinos, définie par le rapport entre le nombre de neutrinos sélectionnés et le nombre de neutrinos capables d'être détectés par l'instrument (passant les différents niveaux de déclenchement élémentaires) $P_{\text{HEN}} = N_{\text{sélectionnés}}/N_{\text{interactions}}$, peut être estimée par des simulations Monte-Carlo, et dépend des coupures appliquées une fois les méthodes de reconstruction appliquées.

3.3.1 Nombre de sources détectables par les coïncidences

En supposant des sources identiques réparties uniformément sur le ciel (ce qui n'est pas forcément le cas dans l'univers local) selon une densité \mathcal{R} par unité de temps et de volume, rayonnant une énergie $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ en neutrinos et $E_{\text{GW}}^{\text{iso}}$ en ondes gravitationnelles, le nombre de sources détectables peut s'écrire :

$$\mathcal{N}_{\text{GWHEN}}(\text{coupures}) = \iint dt d^3\Omega \mathcal{R}(\mathbf{r}, t) P_{\text{HEN}}(\text{coupures}) P_{\text{GW}}, \quad (3.1)$$

avec $R(r, t)$ le nombre de sources donnant un nombre de neutrinos $N_{\text{HEN}} > 0$ étant donné l'énergie rayonnée $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$. Dans la limite $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}/4\pi r^2 \ll 1$, naturellement la probabilité $P_{N_{\text{HEN}}>0} \propto 1/r^2$.

Le paramètre important lors de la sélection des neutrinos s'avère être la qualité de la reconstruction de la trace du muon, caractérisé par une quantité Λ : c'est cette qualité qui permet en premier lieu de distinguer signal (neutrinos montants) et bruit de fond (muons atmosphériques éventuellement mal reconstruits comme montants). Pour la recherche gravitationnelle, c'est le rapport signal-sur-bruit obtenu qui s'avère important, en particulier la valeur seuil que doit atteindre un signal pour être déclaré candidat ρ_{seuil} . On a vu en outre au chapitre précédent que la probabilité de détection P_{GW} présente une transition rapide de 1 à 0 autour de la distance optimale de détection ou horizon D_{H} . L'équation 3.1 peut donc se réécrire :

$$N_{\text{GWHEN}}(\Lambda, \rho_{\text{seuil}}) \propto \int 4\pi r^2 \frac{1}{r^2} P_{\text{HEN}}(\Lambda) P_{\text{GW}}(\rho_{\text{seuil}})$$

$$N_{\text{GWHEN}}(\Lambda, \rho_{\text{seuil}}) \propto P_{\text{HEN}}(\Lambda) \int_0^{D_{\text{H}}} dr$$

Le rapport signal-sur-bruit ρ_{seuil} est d'autre part inversement proportionnel à D_{H} , ce qui donne :

$$N_{\text{GWHEN}}(\Lambda, \rho_{\text{seuil}}) \propto \frac{P_{\text{HEN}}(\Lambda)}{\rho_{\text{seuil}}} \equiv \eta_{\text{GWHEN}} \quad (3.2)$$

C'est donc la quantité η_{GWHEN} qu'il faudra chercher à maximiser si l'on veut maximiser le nombre de sources potentiellement détectables

3.3.2 Procédure d'optimisation

La procédure d'optimisation repose donc sur la définition d'un taux de fausses alarmes global f_{coinc} , par exemple correspondant à une signification donnée. La valeur $f_{\text{coinc}} = 5 \times 10^{-3}$ a été choisie. Etant donnée le nombre N_{HEN} de candidats neutrinos, le taux de fausses alarmes à utiliser pour la recherche gravitationnelle peut s'écrire $f_{\text{GW}} = f_{\text{coinc}}/N\Delta\tau$, où $\Delta\tau$ est la fenêtre de coïncidence en temps.

L'efficacité liée à la détection des neutrinos a été étudiée dans [Bouhou, 2012]; en particulier une étude complète faisant intervenir un paramètre supplémentaire lié à l'erreur sur la direction de la trace $\beta = \sqrt{\sigma_{\theta}^2 \sin^2 \theta + \sigma_{\phi}^2}$, $\sigma_{\theta, \phi}^2$ étant les erreurs sur les paramètres θ, ϕ de la trace, a été réalisée. Cette étude détaillée a permis de déterminer le couple de

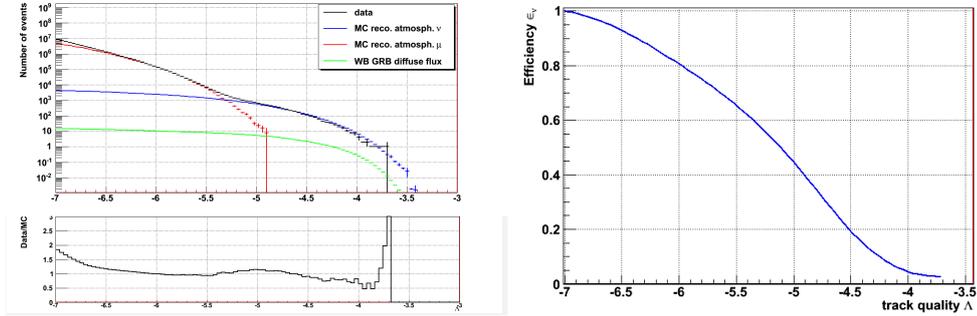


FIGURE 3.3 – A gauche : distribution cumulative des événements pour la période 2009-2010, en fonction du facteur de qualité Λ , pour le bruit de fond et pour un signal astrophysique de type Waxman-Bahcall ou de spectre en E^{-2} . A droite : efficacité sur la sélection du signal en fonction de la coupure en Λ .

paramètre (Λ , β) permettant d'obtenir au final la valeur optimale pour η_{GWHEN} . Les figures 3.3 et 3.4 montrent les efficacités en fonction de Λ , l'évolution de la fenêtre de recherche angulaire, et la contamination en bruit de fond, en fonction de Λ , ou de manière équivalente, en fonction du nombre de candidats sélectionnés. La figure 3.5 permet de visualiser l'évolution du seuil ρ_{seuil} en fonction de ce nombre de candidats neutrinos pour la valeur de f_{coinc} , ainsi que le comportement de η_{GWHEN} en fonction de ce même nombre de candidats. On remarque une zone dans laquelle η_{GWHEN} est maximum, aux environs de $N_{\text{HEN}} \approx 1986$ qui sera la valeur retenue. La distribution sur le ciel des candidats neutrinos est représentée sur la figure 3.6, avec leur fenêtre de recherche angulaire à 90% associée.

3.4 Statistique jointe

Le traitement statistique de l'analyse jointe repose essentiellement sur les principes introduits dans [Pradier, 2009] et dans le premier chapitre de cette partie, et formalisés dans [Baret et al., 2012a] et [Bouhou, 2012]. Cette formalisation repose sur le travail remarquable des physiciens de l'APC et tout particulièrement de B. Baret, qui l'a adapté pour prendre en compte les spécificités de l'étude, en particulier l'utilisation de masques sur le ciel dans s-cWB. Ce paragraphe en présentera brièvement les éléments clefs.

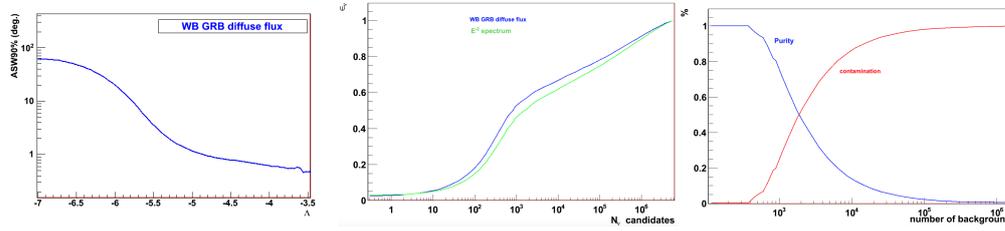


FIGURE 3.4 – A gauche : quantile à 90% de la distribution de l’angle dans l’espace entre la trace reconstruite et la direction du neutrino incident en fonction de Λ . Au milieu : efficacité sur la sélection du signal pour deux types de spectres neutrino, en fonction du nombre de candidats sélectionnés. A droite : contamination en muons atmosphériques et pureté de l’échantillon en fonction du nombre de candidats sélectionnés.

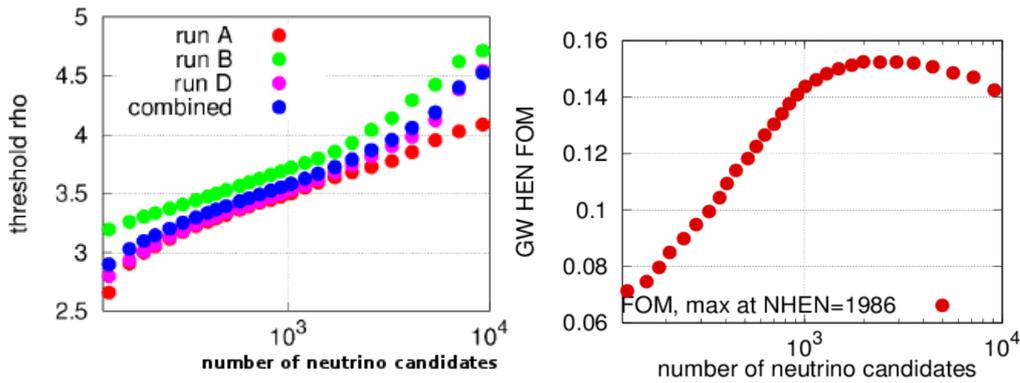


FIGURE 3.5 – A gauche : évolution des seuils ρ_{seuil} à appliquer en fonction du nombre de candidats neutrinos sélectionnés. A droite : évolution de η_{GWHEN} en fonction de ce même nombre de candidats.

3.4.1 Caractérisation des candidats neutrinos

A chaque candidat neutrino sera associé une p-valeur p_1^{HEN} qui caractérise sa probabilité d’être dû à du bruit de fond, c’est-à-dire d’être d’origine simplement atmosphérique. C’est essentiellement l’énergie, et donc le nombre de photons détectés, qui permet de distinguer un neutrino cosmique d’un neutrino atmosphérique. La probabilité qu’un neutrino atmosphérique produise un événement avec un nombre de photons au moins équivalent à celui du candidat considéré peut s’écrire :

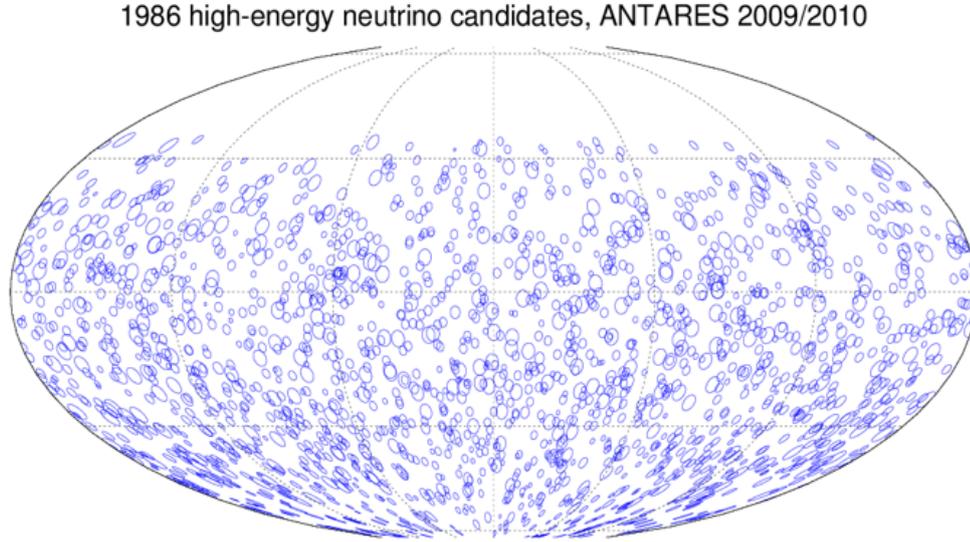


FIGURE 3.6 – Représentation en coordonnées équatoriales des 1986 candidats neutrinos sélectionnés pour la période 2009-2010 ; les cercles montrent le quantile à 90% (obtenue par simulation Monte-Carlo) de la distribution de l'angle dans l'espace entre la trace reconstruite et la direction du neutrino incident.

$$p_i^{\text{HEN}} = \frac{\int_{n_i^{\text{hit}}}^{\infty} P(n^{\text{hit}}) dn^{\text{hit}}}{\int_0^{\infty} P(n^{\text{hit}}) dn^{\text{hit}}} \quad (3.3)$$

où n_i^{hit} est la valeur du nombre de photons pour l'événement i et P est la densité de probabilité correspondante. La densité de probabilité pour le bruit de fond atmosphérique est présentée sur la figure 3.7, ainsi que la distribution des p -valeurs obtenues en fonction de n_i^{hit} .

A chaque candidat est aussi associé une fonction spatiale qui donne la densité de probabilité de l'erreur sur la direction reconstruite $\Delta\theta$. Ces fonctions sont déterminées pour des intervalles en Λ et n_i^{hit} , chacune paramétrée en utilisant la forme, avec $x = \log_{10} \Delta\theta$:

$$\log_{10} \frac{dN}{d\Omega} = \begin{cases} A, & \text{if } x \leq x_0 \\ A \times e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} + B \times e^{-\alpha x}, & \text{if } x > x_0 \end{cases} \quad (3.4)$$

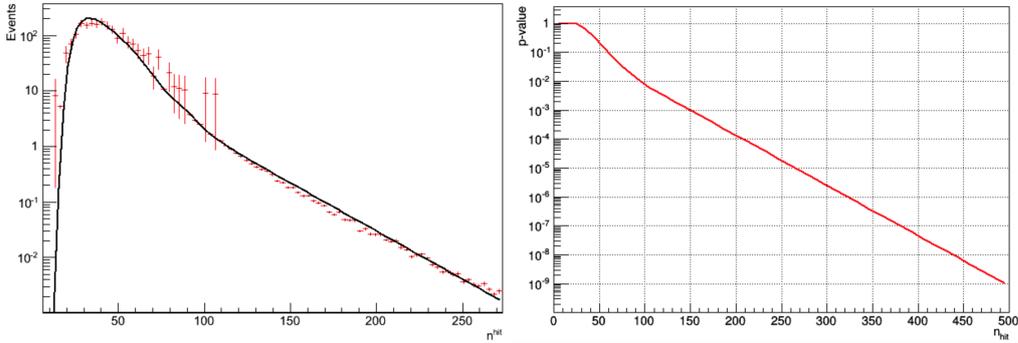


FIGURE 3.7 – A gauche : distribution de probabilité pour n_i^{hit} pour le bruit de fond atmosphérique. A droite : distribution de la p-valeur en fonction de n_i^{hit} .

3.4.2 Caractérisation des événements gravitationnels

Seule une région du ciel centrée autour de la direction du neutrino \vec{d}_0 et correspondant à la fenêtre à 90% associée au neutrino, est utilisée pour la recherche du signal gravitationnel. Le logiciel s-cWB fournira une carte du ciel $\mathcal{F}_i^{\text{GW}}(\vec{d})$, constituée de pixels de $0.4^\circ \times 0.4^\circ$ contenant la probabilité que le signal GW provienne de cette direction. Cela conduit à la détermination d'une p-valeur pour la recherche gravitationnelle, indiquant la probabilité que des bruits de fonds des différents interféromètres, combinés de manière cohérente, produisent un événement de rapport signal-sur-bruit au moins équivalent à l'événement observé :

$$p_i^{\text{GW}} = 1 - P(0|\tau_i \times \text{FAR}_i(\rho_i)), \quad (3.5)$$

τ_i étant la durée de prise des données pour les différents interféromètres dans une certaine configuration (HLV, HL, HV, ou LV) pendant la détection de l'événement i . $\text{FAR}_i(\rho_i)$ désigne le taux de fausses alarmes. Les p-valeurs en fonction de ρ obtenues sont montrés pour les différentes configurations de prise de données sur la figure 3.8.

3.4.3 Caractérisation des candidats joints

La direction du candidat coïncident peut être défini en maximisant le produit des densités de probabilités HEN et GW $\mathcal{F}_i^{\text{GW}} \times \mathcal{F}_i^{\text{HEN}}$. La variable statistique directionnelle jointe repose sur une le rapport de vraisemblance :

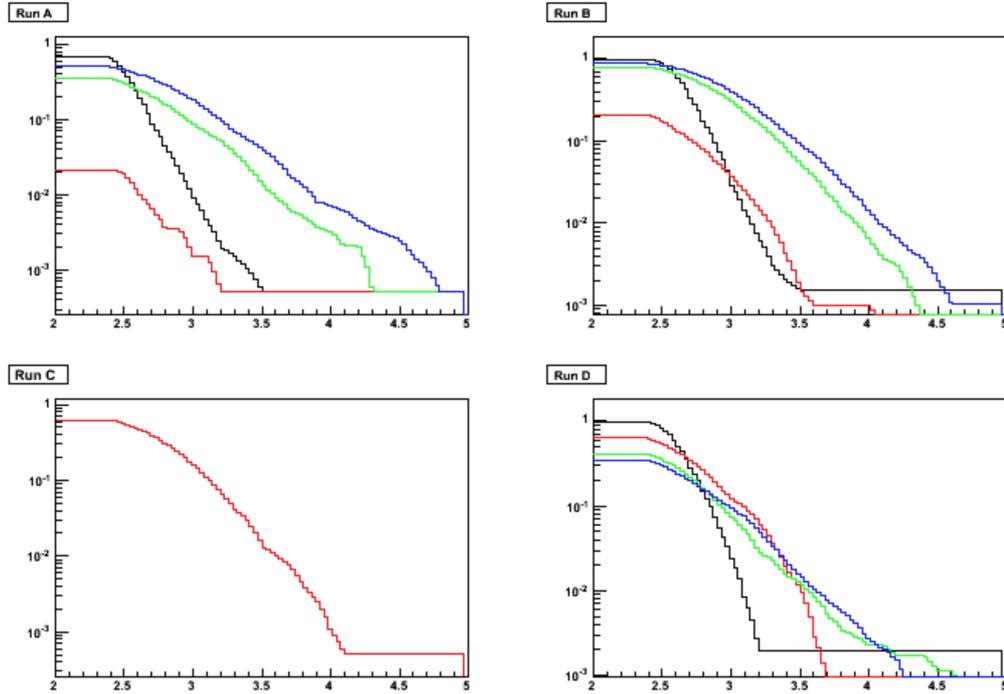


FIGURE 3.8 – La p-valeur en fonction de ρ pour les périodes S6A, S6B, S6C, S6D dans les configurations HLV (bleu), HL (rouge), HV (vert), LV (noir).

$$\ln(\mathcal{L}_i) = \ln \int \mathcal{F}_i^{\text{GW}}(\vec{x}) \times \mathcal{F}_i^{\text{HEN}}(\vec{x}) d\vec{x} \quad (3.6)$$

dont un exemple avec une paramétrisation utilisée dans la suite est montrée sur la figure 3.9. La p-valeur de la variable combinée sera donc définie par :

$$p_i^{\text{sky}} = \int_{\mathcal{L}_i}^{\infty} P_{\text{bg}}(\ln(\mathcal{L})) d\mathcal{L} \quad (3.7)$$

Un ajustement est réalisé pour chaque période de prise de données et pour chaque configuration de manière indépendante. Un exemple est montré sur la figure 3.9.

3.4.4 Statistique finale et efficacités

Les précédentes p-valeurs sont combinées dans une seule variable en utilisant la méthode de Fisher pour chaque événement i :

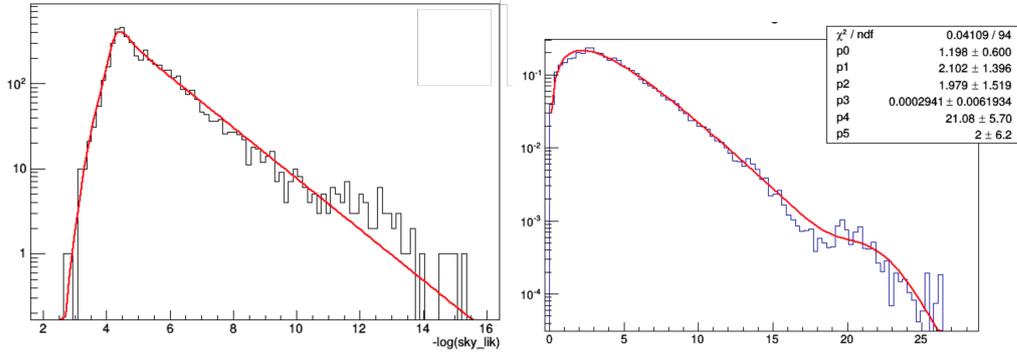


FIGURE 3.9 – A gauche : distribution de probabilité pour $\ln(\mathcal{L})$ pour du bruit de fond estimé à partir des données S6A HLIV, avec un ajustement servant à paramétrer la distribution. A droite : distribution de la variable X^2 avec son ajustement.

$$X_i^2 = -2 \ln(p_i^{\text{sky}} \times p_i^{\text{GW}} \times p_i^{\text{HEN}}) \quad (3.8)$$

Cette variable se comporte comme un χ^2 à 6 degrés de liberté dans le cas où les variables sont indépendantes, ce qui n'est pas forcément le cas. La signification d'un événement est donc évalué au moyen de pseudo-expériences. Pour cela, une fonction Γ combinée à une gaussienne est ajustée sur la distribution de la variable X^2 pour du bruit de fond, comme on peut le voir sur la figure 3.9.

Le résultat final de la recherche est exprimée par une p-valeur de son événement le plus significatif :

$$p^{\text{GWHEN}} = \int_{\text{Max}(X_i^2)}^{\infty} P_{\text{bg}}(\text{max}(X^2)) dX^2 \quad (3.9)$$

La densité de probabilité de $P_{\text{bg}}(\text{max}(X^2))$ est estimée au moyen de 10^4 pseudo-expériences des 773 candidats restants après prise en compte des données concomitantes pour les interféromètres.

La sensibilité de l'analyse a été évaluée en utilisant des signaux gravitationnels typiques de différentes intensités, en particulier des sinusoïde amortie de fréquences et de temps d'amortissement différents. La figure 3.10 montre ainsi les efficacités en fonction de h_{rSS} pour un taux de fausses alarmes correspondant à $f_{\text{coinc}} = 1/100\text{ans}$ utilisé dans [IceCube-Virgo/LIGO, 2014], et pour le taux de fausses alarmes $f_{\text{coinc}} = 1/\text{jour}$ utilisé dans [IceCube-Virgo/LIGO, 2014] pour estimer les limites supé-

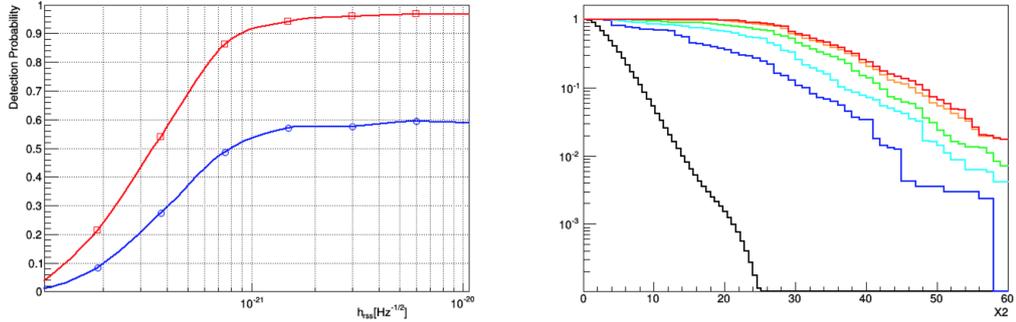


FIGURE 3.10 – A gauche : efficacités de détection GW pour $f_{\text{coinc}} = 1/100\text{an}$ (bleu) et $f_{\text{coinc}} = 1/\text{jour}$ (rouge). A droite : distribution anti-cumulative de la variable χ^2 pour le bruit de fond (noir) et pour différentes amplitudes de signal de $1.7 \times 10^{-22}\text{Hz}^{-1/2}$ à $13.5 \times 10^{-22}\text{Hz}^{-1/2}$ (rouge).

rieures. La distribution anti-cumulative de la variable χ^2 est aussi représentée pour le bruit de fond et pour différentes amplitudes du signal.

La figure 3.11 présente quant à elle l'évolution de la probabilité de détection pour différents signaux, à 153Hz ou 1053Hz : comme attendu, l'efficacité diminue pour un tel signal de plus haute fréquence, où la sensibilité des interféromètres est moins bonne. Enfin la figure 3.12 permet de comprendre l'effet du nombre de candidats neutrinos sur l'efficacité de la recherche. L'augmentation du nombre de candidats provoque l'augmentation de $\max(\chi^2)$, ce qui induit des seuils plus importants pour la même signification statistique. Cet effet a été étudié en variant le nombre de candidats dans les pseudo-expériences : de 773 à 8233, le nombre de candidats dans la recherche [IceCube-Virgo/LIGO, 2014], et les efficacités obtenues sont comparées à celles présentées dans [IceCube-Virgo/LIGO, 2014]. On voit qu'à basse amplitude, région physique la plus intéressante, les efficacités de détection de GWHEN-2 sont plus performantes que celles publiées dans [IceCube-Virgo/LIGO, 2014] ; on peut aussi remarquer que ce gain est toujours présent, même si amoindri, en considérant un nombre de candidats identiques à celui de la recherche ICECUBE-VIRGO/LIGO.

3.5 Interprétations astrophysiques

A l'heure de rédaction de ces lignes, l'analyse GWHEN-2 est toujours en cours de revue par les collaborations VIRGO/LIGO, pour la partie

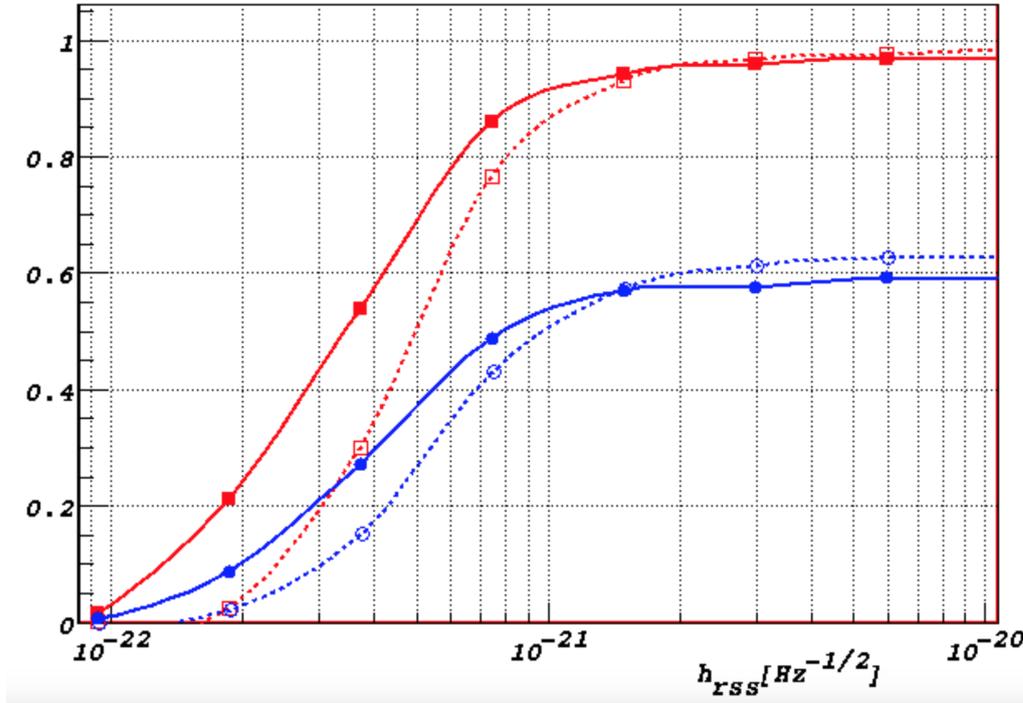


FIGURE 3.11 – Efficacités de détection GW pour $f_{\text{coinc}} = 1/100\text{an}$ (bleu) et $f_{\text{coinc}} = 1/\text{jour}$ (rouge) pour un signal à 153Hz ou 1053Hz (tirets).

concernant la recherche gravitationnelle. Nous allons considérer, dans la suite, que la recherche a été infructueuse.

L'objectif de ce paragraphe est de relier les densités de population ρ_{GWHEN} aux modèles astrophysiques, en particulier l'énergie totale émise sous forme de neutrinos de haute énergie dans tout l'espace, reliée au flux par $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} = \Phi_{\text{HEN}} \times 4\pi d_L$ (d_L étant la distance de luminosité, et $d_L \approx d$ pour $z \ll 1$ étant donnés les horizons gravitationnels), et l'énergie totale émise sous forme d'ondes gravitationnelles $E_{\text{GW}}^{\text{iso}}$, en fonction de laquelle est bien souvent quantifiée la détection de probabilité d'un signal gravitationnel.

C'est en particulier la manière dont ont été présentés les résultats de la recherche de signaux coïncidents utilisant les données d'ICECUBE et de VIRGO/LIGO [IceCube-Virgo/LIGO, 2014]. La quantité $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ n'est pas indépendante des modèles (cette énergie totale ne caractérise pas l'indice spectral de la source, paramètre important pour la détection dans un télescope à neutrinos), mais peut être calculée facilement pour un modèle d'émission donnée, et bien plus adaptée à la comparaison entre

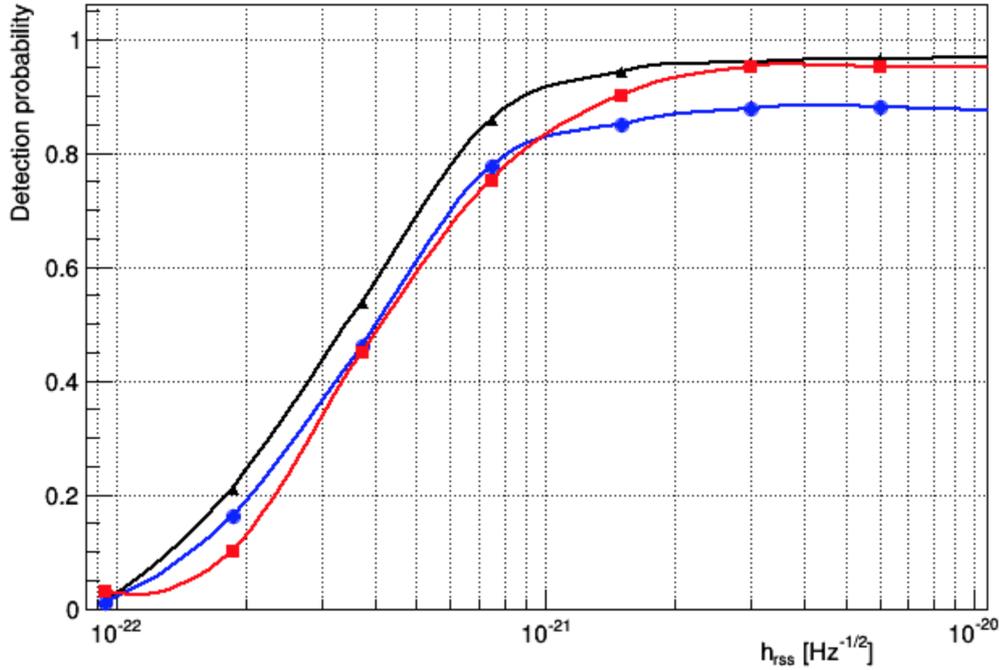


FIGURE 3.12 – Efficacité en utilisant f_{coinc} utilisé pour estimer les limites supérieures pour GWHEN-2 avec 773 candidats (en noir), GWHEN-2 avec 8233 candidats (bleu), et la recherche ICECUBE-VIRGO/LIGO.

modèles que, par exemple, le nombre de neutrinos attendus dans un certain type de détecteur pour une distance donnée. Notons que l'analyse présentée dans [IceCube-Virgo/LIGO, 2014], même si conforme à la méthode présentée dans [Baret et al., 2012a] en tout point, n'est pas optimisée : les critères de sélection utilisés pour les neutrinos sont ceux déterminés pour mettre en évidence une source ponctuelle, comme c'était le cas dans la recherche GWHEN-1.

3.5.1 Modèles d'émission et probabilité de détection

Différentes classes de modèles d'émissions de neutrinos ont été considérées pour des processus du type sursauts gamma, qui peuvent aussi être appliqués dans le cas de sursauts étouffés ou de faible luminosité impliquant des supernovae gravitationnelles :

- les modèles du type « Waxman-Bahcall » [Waxman and Bahcall, 1997, Guetta et al., 2004], typiques des sursauts longs (LGRB), dans lesquels le spectre est caractérisé par deux brisures de spectre,

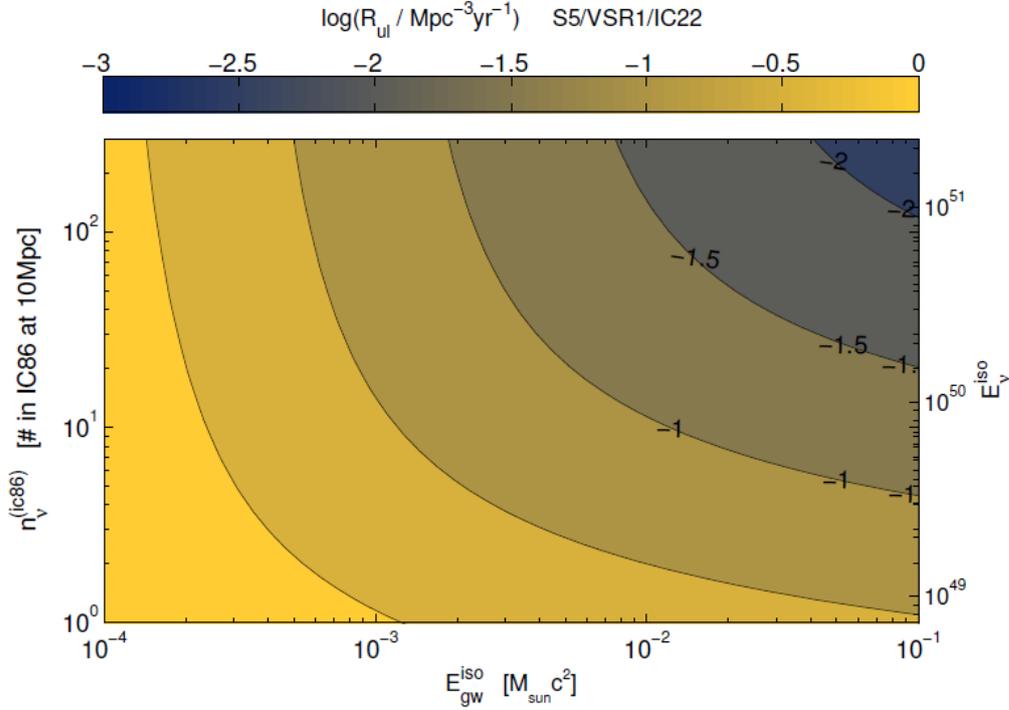


FIGURE 3.13 – Recherche ICECUBE-VIRGO/LIGO : Limite sur $\rho_{\text{GW}}^{\text{HEN}}$ en $1/\text{Mpc}^3/\text{an}$, en fonction de $E_{\text{GW}}^{\text{iso}}$ et $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$

avec $E_1 \propto (1+z)^{-2}\Gamma^2$, et $E_2 \propto (1+z)^{-1}\Gamma^4 t_{\text{var}}$. Γ est le facteur de Lorentz du jet, typiquement $\Gamma \sim 100$, et t_{var} est la durée de variabilité du processus, typiquement $t_{\text{var}} \approx 10^{-2}\text{s}$. Les indices spectraux sont successivement $-1, -2, -3$;

- les modèles de sursauts courts (SGRB) [Guetta et al., 2004], avec des indices spectraux en γ différents, qui donnent des spectres très similaires dans le cas d’effondrements gravitationnels (CCSN) avec production de jets de faible facteur de Lorentz [Ando and Beacom, 2005], où les deux brisures de spectres sont caractérisées par $E_1 \propto \Gamma^5 E_{\text{jet}}^{-1} t_{\text{jet}}^2$, et $E_2 \propto \Gamma$. t_{jet} est la durée d’activité du jet, et E_{jet} son énergie. Il faut remarquer que pour les CCSN, $E_1 \approx 200\text{GeV}$, $E_2 \approx 20\text{TeV}$, alors que pour un sursaut court classique, $E_1 \approx 700\text{TeV}$, $E_2 \approx 10^5\text{TeV}$. Les indices spectraux sont successivement $-2, -3, -4$;
- les modèles non paramétrés (pour le moment) où toute la physique subatomique est prise en compte, par exemple NeuCosmA [Hümmer et al., 2012], dont on peut voir l’allure, comparé aux

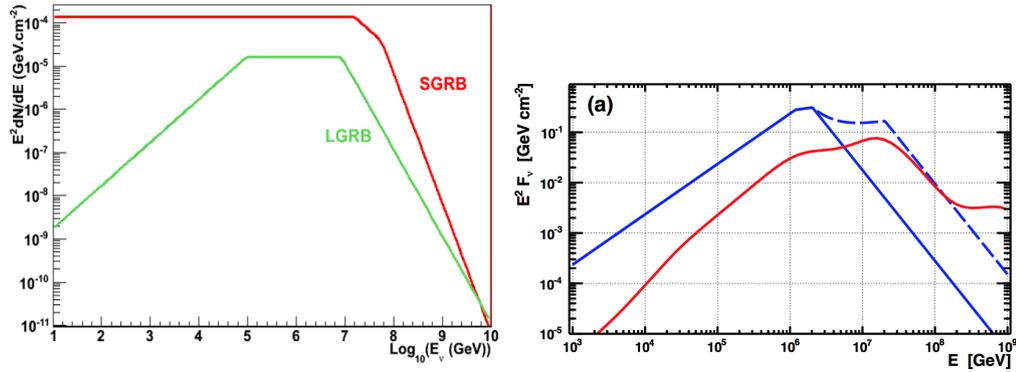


FIGURE 3.14 – A gauche : spectres typiques de SGRB ($z = 2$) et LGRB ($z=1$). A droite : calculs du modèle NeuCosmA (en rouge) pour un GRB particulier, comparés aux prédictions d'un modèle approché - en bleu, avec (lignes pleines) ou sans (pointillés) prise en compte des brisures de spectre différentes pour les $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$.

prédictions d'un des modèles [Guetta et al., 2004] dans la figure 3.14.

On peut remarquer que les modèles LGRB et SGRB ont des spectres différents, avec des énergies caractéristiques similaires pour les mêmes paramètres physiques, alors que les modèles CCSN et SGRB ont des spectres similaires avec des énergies de transition différentes. On peut bien entendu aussi considérer un spectre classique des processus de Fermi, avec $dN/dE \propto E^{-2}$, avec ou sans coupure à haute énergie.

Energie totale et probabilité de détection HEN

Pour chacun de ces modèles, la quantité totale d'énergie émise dans tout l'espace peut être calculée aisément :

$$E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E \times \frac{dN}{dE} dE \quad (3.10)$$

Etant donnés les critères de sélection choisis, on peut en déduire le nombre de HEN attendus pour GWHEN-1 ou GWHEN-2 en fonction de $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$, quantité représentée sur la figure 3.15. Ce nombre de neutrinos est relié par une relation simple au flux $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}/4\pi d^2$:

$$N_{\text{HEN}} \approx \frac{k}{4\pi d^2} \times \frac{E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}}{10^{48} \text{erg}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E \times \frac{dN}{dE} dE \quad (3.11)$$

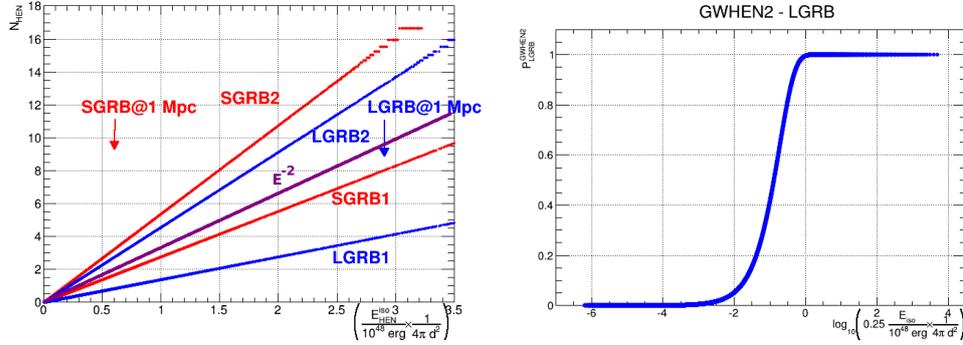


FIGURE 3.15 – A gauche : N_{HEN} en fonction du flux total pour différents modèles, pour GWHEN-1 ou GWHEN-2. A droite : Probabilité de détection d’au moins 1 HEN dans ANTARES 12 lignes.

La probabilité de détecter au moins 1 HEN en moyenne dans ANTARES étant donné ce nombre de moyen de neutrinos attendu est représentée sur la figure 3.15 et s’écrit donc simplement :

$$P_{\text{HEN}}(E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}, d) = 1 - e^{-N_{\text{HEN}}} \approx 1 - e^{-k \frac{E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}}{4\pi d^2}} \quad (3.12)$$

Remarquons que le potentiel de détection est plus important, comme attendu, pour GWHEN-2 que pour GWHEN-1, et que N_{HEN} à énergie équivalente est plus important pour les SGRB que pour les LGRB. Mais il faut aussi noter l’énergie totale attendue est plus faible pour les SGRB que pour les LGRB, rendant ces derniers plus facilement détectables, au final, pour un télescope à neutrinos du type d’ANTARES.

L’allure pour chaque modèle de $P_{\text{HEN}}(E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}, d)$ permet donc de calculer la probabilité de détection d’un HEN en fonction de la distance pour une énergie $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ donnée, ou en fonction de $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ pour une source à une distance donnée.

Energie en ondes gravitationnelles et probabilité de détection

L’amplitude gravitationnelle est générale exprimée sous la forme de son énergie totale :

$$h_{\text{TSS}}^2 = \int (|h_+|^2 + |h_\times|^2) dt, \quad (3.13)$$

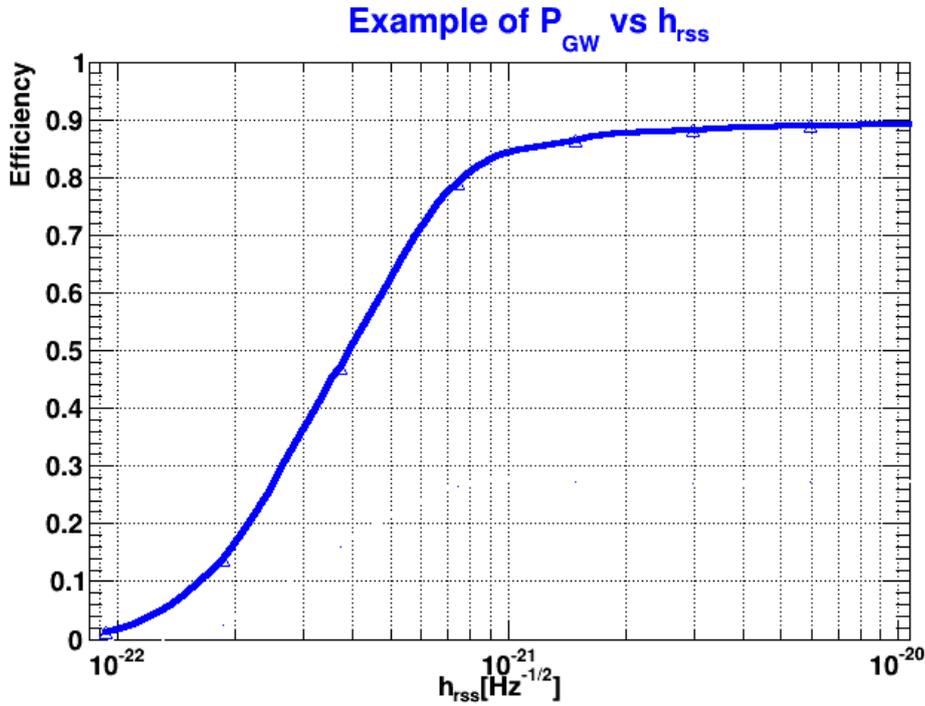


FIGURE 3.16 – Exemple de variation de P_{GW} en fonction de h_{rss} .

elle-même reliée à l'énergie totale isotrope émise sous forme d'ondes gravitationnelles, pour un signal de fréquence caractéristique f_0 située à une distance d :

$$h_{rss} \approx \frac{kG^{1/2}}{\pi c^{3/2} f_0} \frac{\sqrt{E_{GW}^{iso}}}{d} \quad (3.14)$$

La constant k est reliée à la polarisation de l'émission gravitationnelle, typiquement $k = \sqrt{5/2}$ pour une onde polarisée circulairement (attendue pour une source en rotation), et $k = \sqrt{5/18}$ pour une onde polarisée linéairement. Un exemple de variation de $P_{GW}(E_{GW}^{iso}, d) = f(h_{rss})$ est montré sur la figure 3.16 ($f_0 = 153\text{Hz}$, et $Q = 8.9$, représentatif du facteur de qualité des oscillations); cela permet le calcul de P_{GW} en fonction de la distance pour une énergie E_{GW}^{iso} donnée, ou en fonction de E_{GW}^{iso} pour une source à une distance donnée. L'énergie maximale attendue est de l'ordre de $10^{-1}M_{\odot}c^2$ pour une fusion de système binaire étoile à neutrons - étoile à neutrons, et typiquement $10^{-2}M_{\odot}c^2$ pour un processus d'effondrement d'étoiles.

3.5.2 Prise en compte de la focalisation de l'émission

Les émissions gravitationnelles et neutriniques peuvent avoir des motifs directionnels d'émission différents, et ces effets doivent donc être pris en compte.

Emission HEN et ouverture du jet

Nous supposons ici que l'émission neutrinique est répartie dans l'espace suivant un profil gaussien, c'est-à-dire que le flux émis dans une direction faisant un angle θ dans l'espace avec l'axe du jet relativiste s'exprime sous la forme :

$$\Phi_{\text{HEN}}(\theta) \propto e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\text{HEN}}^2}}. \quad (3.15)$$

La dispersion σ_{HEN} est reliée au facteur de Lorentz du jet, et peut aussi dépendre de l'énergie du neutrino. On attend en effet une plus grande dispersion à basse énergie à cause de la cinématique des interactions, dispersion d'autant plus grande que la production des neutrinos intervient tôt, proche du moteur central, dans le flot relativiste. Cet effet est cependant brutalement négligé ici. Pour des sursauts gammas de faible luminosité, ayant des facteurs de focalisation typiques $F_b \approx 15 \propto \Delta\Omega^{-1}$ avec $\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos \sigma_{\text{HEN}})$, on obtient $\sigma_{\text{LLGRB}} \approx 30^\circ$. Pour des sursauts gammas ordinaires avec $F_b \approx 100$, $\sigma_{\text{GRB}} \approx 10^\circ$.

En conséquence de cette focalisation, l'énergie émise à considérer pour estimer la probabilité de détection sera elle aussi diminuée du même facteur $e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\text{HEN}}^2}}$. Ce qui importe est donc la valeur moyenne de l'énergie sur toutes les valeurs possibles de l'angle θ par rapport à la ligne de visée :

$$\langle E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} \rangle_\theta \propto \int_{-\pi/2}^{\pi/2} E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\text{HEN}}^2}} d\theta \approx \frac{E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{1 - e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\text{HEN}}^2}}}. \quad (3.16)$$

Le rapport $\langle E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} \rangle / E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ est représenté sur la figure 3.17 en fonction de l'angle d'ouverture σ_{HEN} . On peut voir que pour $\sigma_{\text{HEN}} \lesssim 30^\circ$, ce rapport varie très peu, de l'ordre de $1/2\sqrt{\pi}$: on obtiendra une énergie moyenne isotrope comparable pour des sursauts classiques $\sigma_{\text{GRB}} \approx 10^\circ$ et pour des sursauts de faible luminosité où $\sigma_{\text{LLGRB}} \approx 10^\circ$. En pratique, on utilisera la valeur moyenne sur toutes les valeurs possibles de $\sigma_{\text{HEN}} \in [-\pi/2, \pi/2]$, pour rester le plus général possible et ne prendre en compte aucune contrainte sur l'angle d'ouverture :

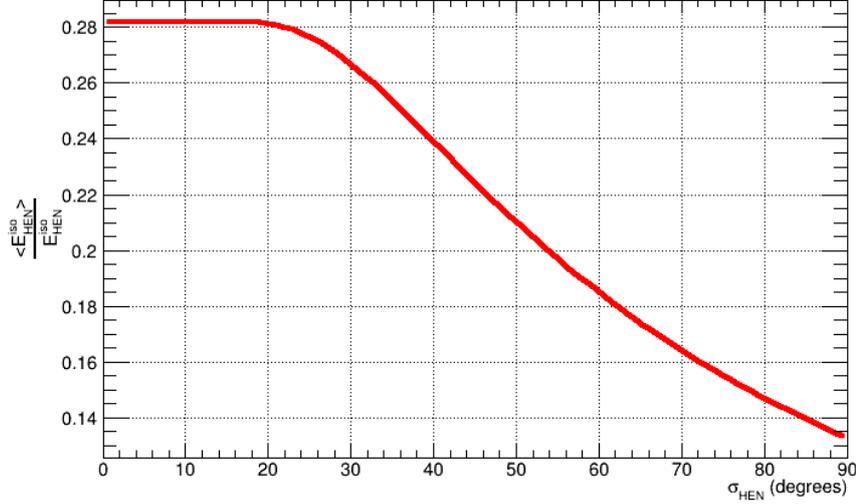


FIGURE 3.17 – Rapport $\langle E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} \rangle / E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ en fonction de l'angle d'ouverture du jet σ_{HEN} .

$$\langle E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} \rangle_{\theta, \sigma_{\text{HEN}}} \approx \frac{2\sqrt{\pi}}{15} E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}. \quad (3.17)$$

Bien entendu, une étude plus précise peut-être faite pour certains modèles, et l'on considérera parfois la valeur exacte calculée pour un certain angle d'ouverture $\langle E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} \rangle_{\theta}(\sigma_{\text{HEN}})$, par exemple $\sigma_{\text{LLGRB}} \approx 30^\circ$.

Focalisation de l'émission gravitationnelle

Pour des signaux provenant de la fusion d'un système binaire, on attend $h_+ \propto 1 + \cos^2 \theta$ et $h_\times \propto \cos \theta$, où θ est l'angle entre la ligne de visée et la direction perpendiculaire au plan de l'orbite, c'est-à-dire la direction parallèle à l'axe de rotation, qui est aussi l'axe du jet relativiste. L'émission est alors maximum pour $\theta = 0^\circ$, tout comme l'émission neutrinique, et minimum pour une observation depuis l'équateur, où $\theta = 90^\circ$.

Pour des effondrements gravitationnels, la dépendance avec θ n'est pas clairement établie et dépend des modèles considérés. Pour des processus où les neutrinos ont un rôle important, $h \propto \sin^2 \theta$, où θ est l'angle entre la ligne de visée et l'axe de rotation du progéniteur.

Pour des émissions « à mémoire », attendues dans le cas de l'accélération d'un blob de matière plus ou moins compact (voir l'annexe A), une

anti-focalisation est prédite, du type $h \propto 1 - e^{-\theta^2/2\sigma_{\text{GW}}^2}$, où θ est l'angle entre la ligne de visée et l'axe du jet. Dans un tel modèle, l'émission est maximum en dehors du jet, et minimum dans un plan perpendiculaire au jet.

Il est donc tout à fait cohérent de considérer deux types d'émissions possibles :

- une émission focalisée, avec $h \propto 1 + \cos^2 \theta$;
- une émission anti-focalisée, avec cette fois $h \propto \sin^2 \theta$.

La quantité importante pour la détection coïncidente est la fraction de l'énergie gravitationnelle qui sera dissipée dans une direction parallèle à l'émission neutrinique : $E_{\text{GW}}^{\text{jet}} = \eta_{\text{jet}} E_{\text{GW}}^{\text{iso}}$. Plus exactement, on considèrera la fraction d'énergie émise dans un cône d'ouverture σ_{HEN} par rapport à l'émission HEN, pour les deux types d'émissions considérées. On trouve :

$$\eta_{\text{jet}}^{\text{beamed}} = \frac{2}{3\pi} \left(3\sigma_{\text{HEN}} + \frac{1}{2} \sin 2\sigma_{\text{HEN}} \right) \quad (3.18)$$

$$\eta_{\text{jet}}^{\text{anti-beamed}} = \frac{2}{\pi} \left(\sigma_{\text{HEN}} - \frac{1}{2} \sin 2\sigma_{\text{HEN}} \right) \quad (3.19)$$

Typiquement pour $\sigma_{\text{HEN}} \approx 10^\circ$, $\eta_{\text{jet}}^{\text{beamed}} \approx 0.15$, tandis que $\eta_{\text{jet}}^{\text{beamed}} \approx 0.4$ pour $\sigma_{\text{HEN}} \approx 30^\circ$. Par ailleurs, on obtient $\eta_{\text{jet}}^{\text{anti-beamed}} \ll 1$ pour $\sigma_{\text{HEN}} \approx 10^\circ$ ou 30° . Les moyennes sur toutes les valeurs possibles de σ_{HEN} , considérées comme équiprobables, sont alors :

$$\langle \eta_{\text{jet}}^{\text{beamed}} \rangle_{\sigma_{\text{HEN}}} \approx 0.6 \quad (3.20)$$

$$\langle \eta_{\text{jet}}^{\text{anti-beamed}} \rangle_{\sigma_{\text{HEN}}} \approx 0.3 \quad (3.21)$$

Conclusions sur les énergies et focalisations

Tous les éléments sont donc en place pour estimer les probabilités de détection HEN et GW en fonction de $\langle E_{\text{HEN}}^{\text{iso}} \rangle_{\theta, \sigma_{\text{HEN}}}$ et de $\langle E_{\text{GW}}^{\text{iso}} \rangle_{\sigma_{\text{HEN}}}$ dans le cas d'émissions focalisées ou anti-focalisées. Ces probabilités vont nous servir à estimer, comme lors de la première recherche GWHEN, des limites sur les densités de population en fonction des énergies isotropiques équivalentes $E_{\text{HEN}}^{\text{iso}}$ et $E_{\text{GW}}^{\text{iso}}$ à la source, estimées en utilisant les énergies isotropiques équivalentes moyennées au niveau des détecteurs.

3.5.3 Limites supérieures obtenues

Les figures suivantes comparent la limite supérieure obtenue sur la densité de population R_{UL} à la densité maximum de fusion d'étoiles à neutrons $R_{NS+NS} \approx 10^{-5}/\text{Mpc}^3/\text{an}$ ou au taux de supernovae gravitationnelles $R_{CCSN} \approx 5 \times 10^{-4}/\text{Mpc}^3/\text{an}$. Cela permet de contraindre la fraction de systèmes binaires NS+NS impliquant des jets produisant des HEN, ou la fraction d'effondrements gravitationnels produisant des jets relativistes assez énergétiques pour produire des HEN.

On rappelle que R_{UL} est obtenu par :

$$R_{UL} = \frac{2.3}{V_{GWHEN} T_{obs}}, \quad (3.22)$$

avec V_{GWHEN} qui est donné par la combinaison des probabilités de détection :

$$V_{GWHEN}(E_{GW}^{iso}, E_{HEN}^{iso}) \propto \int_0^{\infty} P_{GW}(E_{GW}^{iso}, r) \times P_{HEN}(E_{HEN}^{iso}, r) r^2 dr \quad (3.23)$$

Comparaison au taux de fusions de binaires

La figure 3.18 montre la limite obtenue comparée au taux de binaires NS+NS, en utilisant un spectre neutrino typique de SGRB et une émission gravitationnelle focalisée, en moyennant sur l'ouverture possible du jet. La ligne noire marque l'égalité $R_{UL} = R_{NS+NS}$. En rappelant que l'émission gravitationnelle maximale attendue est de l'ordre de $10^{-1} M_{\odot} c^2$, on voit que seuls les émissions ultra-lumineuses, avec des énergies de l'ordre de 10^{54} erg, peuvent être contraintes, puisque cette égalité $R_{UL} = R_{NS+NS}$ n'intervient par ailleurs que pour des énergies émises bien supérieures aux prédictions du modèle SGRB [Guetta et al., 2004].

Comparaison au taux de supernovae

Les modèles d'effondrements gravitationnels accompagnés de la production d'un jet relativiste, éventuellement avec des facteurs de Lorentz faibles, étant le pont entre les sursauts gammas classiques et les traditionnelles supernovae gravitationnelles, nous y avons prêté un intérêt tout particulier. Les résultats pour des spectres du type LGRB avec émission GW focalisée, en moyennant sur les ouvertures possibles de jet, sont montrés sur la figure 3.19 : là encore, la ligne noire marque

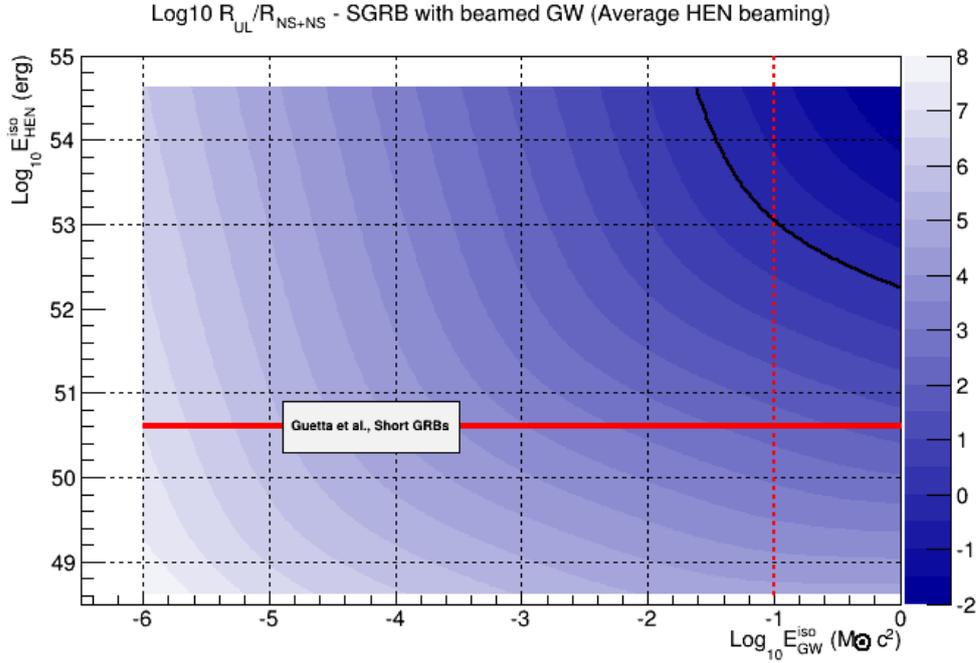


FIGURE 3.18 – R_{UL} comparé au taux de binaires NS+NS.

l'égalité $R_{UL} = R_{CCSN}$. L'émission gravitationnelle maximale attendue étant de l'ordre de $10^{-2}M_{\odot}c^2$, on voit qu'encore une fois seules les événements les plus lumineux peuvent être contraints, dans une région *a priori* non physique, en tout cas bien au-delà des prédictions théoriques. On remarque cependant que la zone $R_{UL} = R_{CCSN}$ est très proche de la ligne rouge marquant les estimations de [Guetta et al., 2004], même avec un instrument de type ANTARES. Pour une émission GW anti-focalisée, les résultats visibles sur la figure 3.20 montrent une zone d'égalité qui s'éloigne des estimations les plus optimistes.

Les résultats pour un spectre en type de LGRB, en E^{-2} , ou un spectre calculé avec NeuCosmA sont montrées sur la figure 3.21, 3.22, 3.23 pour une émission GW focalisée et un angle d'ouverture $\sigma_{LLGRB} \approx 30^\circ$. Dans le premier cas, on remarque que l'égalité intervient aussi dans une région accessible aux modèles, avec $E_{GW}^{iso} \lesssim 10^{-2}M_{\odot}c^2$, et $E_{GW}^{iso} \lesssim 10^{52}$ erg : on peut donc ici contraindre la fraction de supernovae accompagnés de la production de jets relativistes avec ce spectre d'émission neutrinique particulier. Ce n'est plus le cas pour les deux autres spectres en neutrino.

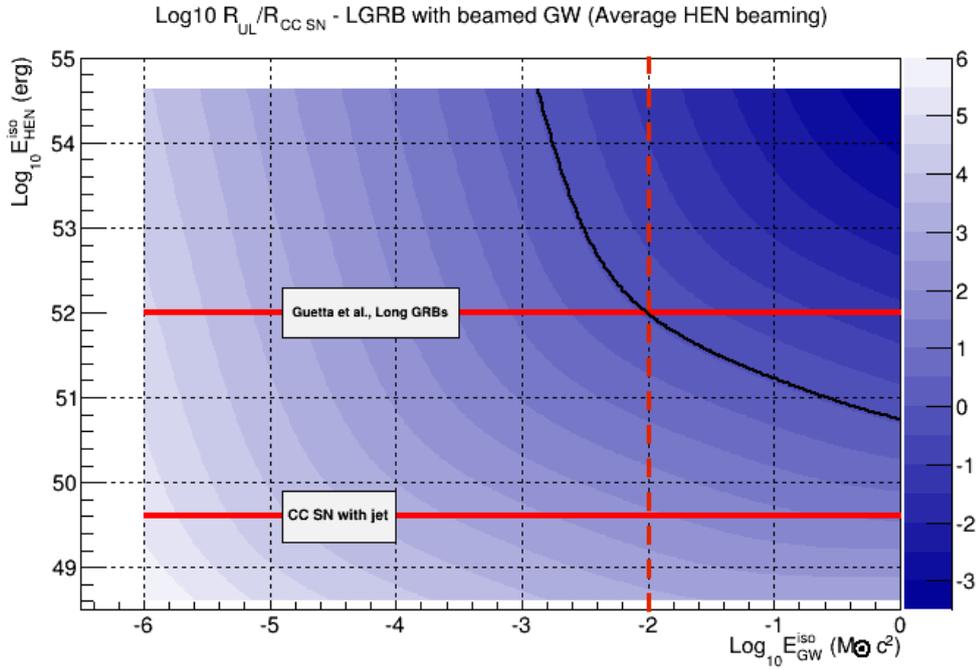


FIGURE 3.19 – R_{UL} comparé au taux de supernovae pour une émission GW focalisée.

Contraintes sur l'angle d'ouverture du jet

Il est possible d'adopter un autre point de vue, et de contraindre l'ouverture du jet caractéristique de l'émission des neutrinos σ_{HEN} en fonction de E_{GW}^{iso} pour différentes énergies E_{GW}^{iso} . Les résultats sont montrés figure 3.24 pour un spectre SGRB et en supposant que 100% des systèmes binaires NS+NS produisent des jets relativistes permettant la réalisation de ce spectre d'émission : l'ouverture est contrainte à $\sigma_{HEN} \lesssim 15^\circ$ pour des émissions non physique, du type d'un sursaut gamma visible à l'oeil nu dans le domaine neutrino, $E_{HEN}^{iso} \approx 10^{54}$ erg, si on retient que $E_{GW}^{iso} < 10^{-2} M_\odot c^2$.

Pour des spectres de type LGRB, la comparaison avec le taux de supernovae, en supposant que 100% des effondrements produisent des jets relativistes donnent les limites sur σ_{HEN} visibles sur les figures 3.25 et 3.26 pour des émissions GW focalisées ou non. En se souvenant que $E_{GW}^{iso} < 10^{-2} M_\odot c^2$, on obtient des limites contraignantes sur l'ouverture du jet dans des régions physiques où $E_{HEN}^{iso} < 10^{52}$ erg. Pour cette valeur maximale d'énergie en neutrino, on obtient $\sigma_{HEN} \lesssim 20^\circ$ pour une

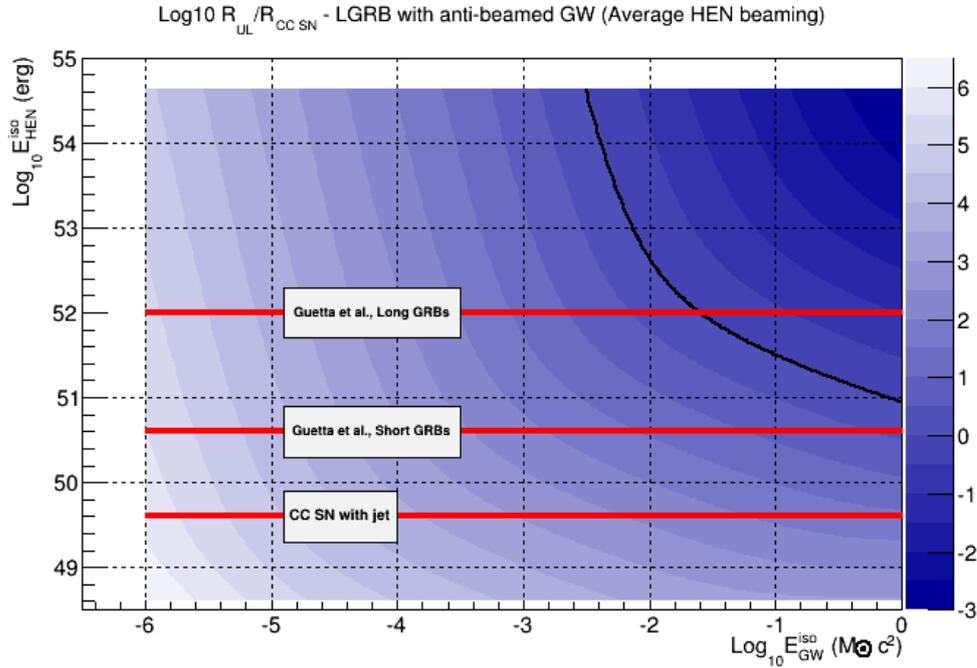


FIGURE 3.20 – R_{UL} comparé au taux de supernovae pour une émission GW anti-focalisée.

émission focalisée et $\sigma_{HEN} \lesssim 55^\circ$ pour une émission anti-focalisée.

Enfin, en supposant que 1% des effondrements gravitationnels donnent des jets relativistes [Ando and Beacom, 2005], et en notant que $E_{GW}^{iso} < 10^{-2} M_\odot c^2$, aucune contrainte intéressante ne peut être extraite, comme le montre la figure 3.27.

Comparaison avec la recherche IceCube-Virgo/Ligo

La comparaison avec [IceCube-Virgo/LIGO, 2014] n'est pas aisée, la zone de l'espace des phases présentée dans la publication étant restreinte. En prenant, comme considéré dans [IceCube-Virgo/LIGO, 2014], un spectre en E^{-2} et une ouverture de jet $\sigma_{HEN} \approx 30^\circ$, cette comparaison est représentée sur la figure 3.28. Le rectangle rouge indique la zone de l'espace des phases étudiée par [IceCube-Virgo/LIGO, 2014], et la zone verte représente la zone physiquement intéressante où $R_{UL} < R_{CCSN}$. Il faut comparer ici la ligne bleue, représentant $R_{UL} = 100 \times R_{CCSN}$ pour GWHEN-2, à la ligne rouge pointillée représentant la même égalité pour la recherche ICECUBE-VIRGO/LIGO. Les résultats sont tout à fait com-

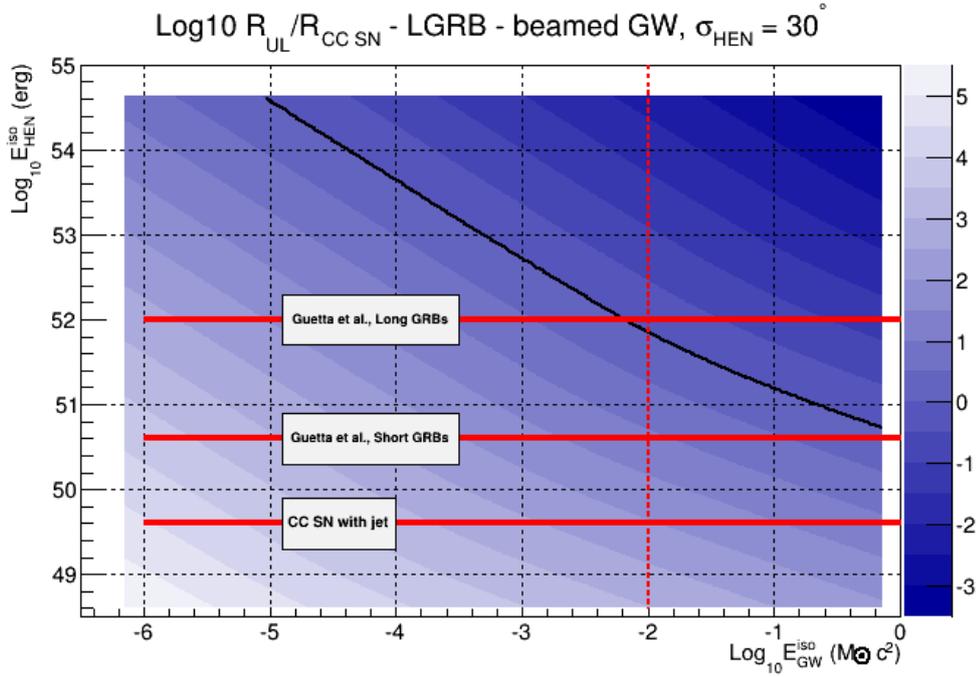


FIGURE 3.21 – R_{UL} comparé au taux de supernovae pour une émission GW focalisée, un spectre LGRB et une ouverture de jet $\approx 30^\circ$.

parables dans la zone non-physique où $E_{GW}^{iso} > 10^{-2} M_\odot c^2$, mais l'on remarque que l'analyse GWHEN-2 est plus performante dans la zone $E_{GW}^{iso} \approx 10^{-2.5} M_\odot c^2$, avec quasiment un facteur 10 gagnée sur l'énergie en neutrino sondée. L'origine de cette différence, notable, est encore en cours d'investigation, mais est très probablement due à deux facteurs :

- une meilleure sensibilité dans la recherche gravitationnelle à basse amplitude h_{rSS} ;
- l'optimisation de l'analyse,

étant entendu que la surface effective du télescope à neutrinos utilisé pour la recherche neutrinique joue fortement en défaveur d'ANTARES.

3.6 Perspectives

L'approche originale présentée ici, centrée sur l'optimisation des critères de sélection des neutrinos pour maximiser le nombre de sources détectables, couplée à la prise en compte de toute l'information disponible quant à la focalisation des émissions neutriniques et gravita-

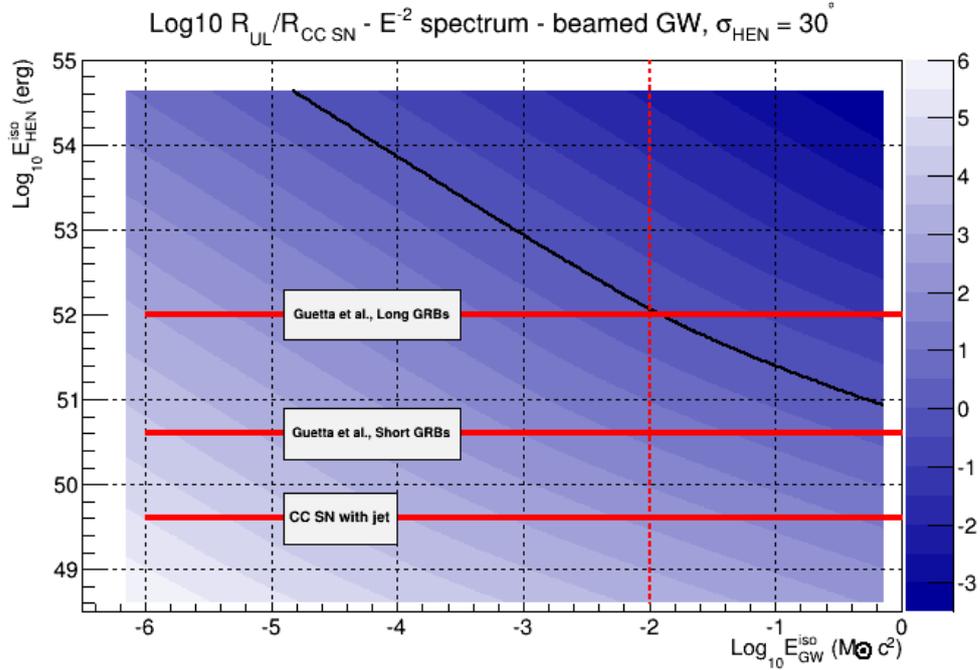


FIGURE 3.22 – R_{UL} comparé au taux de supernovae pour une émission GW focalisée, un spectre en E^{-2} et une ouverture de jet $\approx 30^\circ$.

tionnelles, permet donc au final d’obtenir une meilleure sensibilité aux modèles théoriques que lors de la recherche ICECUBE-VIRGO/LIGO.

Notons que la recherche GWHEN-2 bénéficie d’une amélioration d’un facteur 7 environ sur la sensibilité globale :

- un facteur 1.4 provient du temps d’observation (128.7 jours contre 91.36 jours) ;
- un facteur 5 provient de l’amélioration dans la surface effective d’ANTARES, d’un facteur 3 au total, permettant de gagner un facteur $\sqrt{3^3}$ en volume d’univers sondé.

Ce facteur 7 ne permet pas encore de contraindre par exemple le taux de supernovae gravitationnels accompagnés de la formation d’un jet relativiste. Il faudra pour cela attendre le prochain télescope ARCA de la collaboration KM3NET.

Pour terminer, notons que GWHEN-2 n’est pas la fin de l’histoire. LIGO commencera sa prise de données à l’automne 2015, avant d’être rejoint par VIRGO, probablement en 2016. Il est doré et déjà prévu d’appliquer la méthode de base décrite dans [Baret et al., 2012a] pour rechercher des signaux gravitationnels dans les données de LIGO, puis LIGO et

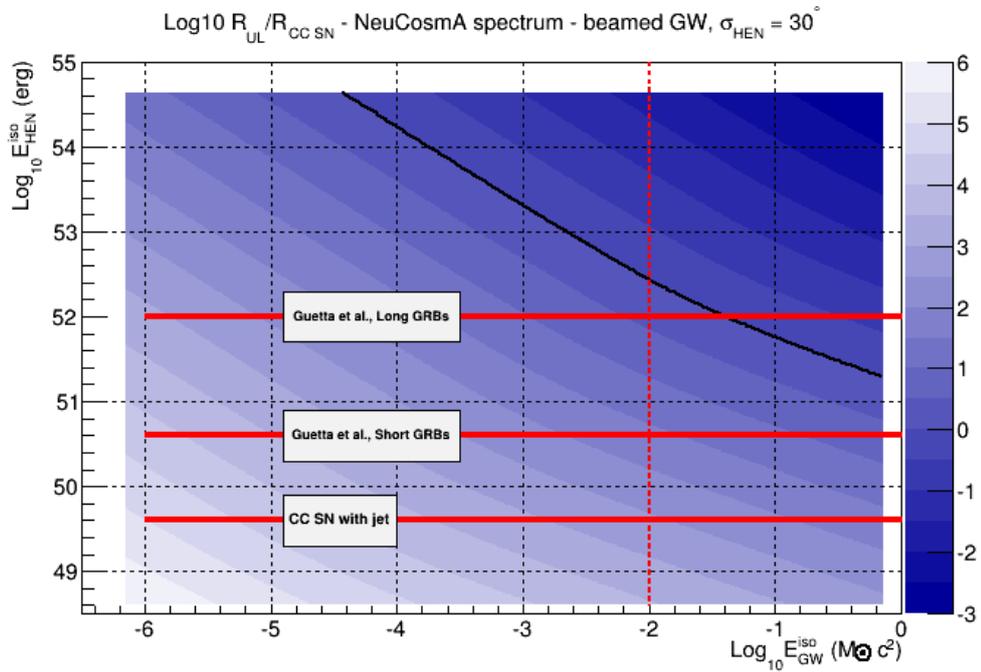


FIGURE 3.23 – R_{UL} comparé au taux de supernovae pour une émission GW focalisée, un spectre typique de GRB calculé avec NeuCosmA et une ouverture de jet $\approx 30^\circ$.

VIRGO, en coïncidence avec des candidats neutrinos sélectionnés à la fois dans les données d'ICECUBE et d'ANTARES. Un premier pas vers un réel réseau international de télescope à neutrinos¹, dans un contexte plus global de mise en réseau de différents instruments pour une astronomie multi-messagers².

1. voir *Global Neutrino Network (GNN)* <http://www.globalneutrino.org>

2. voir *Astrophysical Multimessenger Observatory Network (AMON)* : <http://amon.gravity.psu.edu>

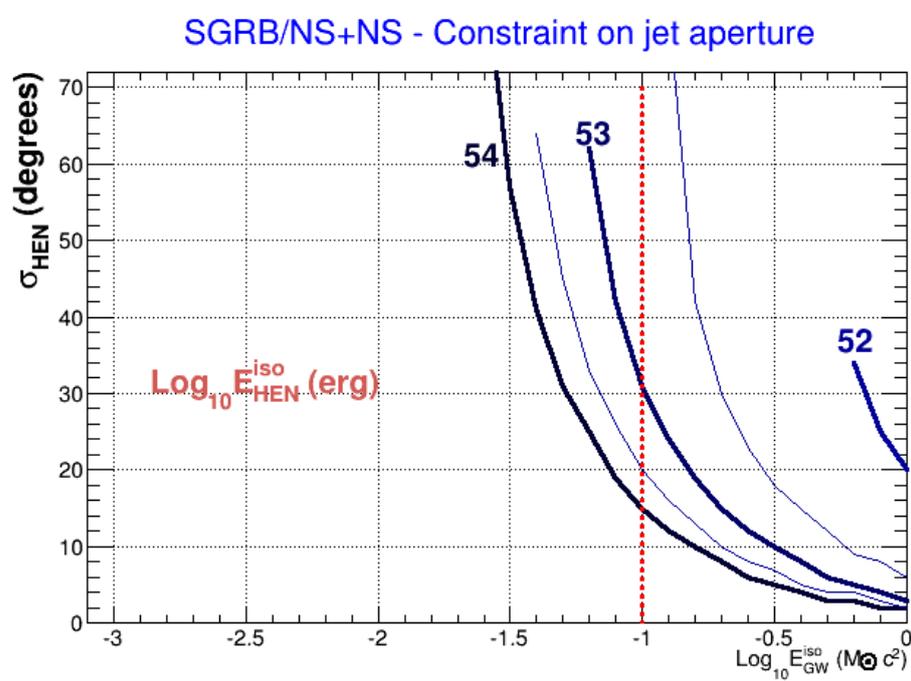


FIGURE 3.24 – Contrainte sur l’ouverture du jet, pour un spectre du type SGRB, en supposant 100% des binaires NS+NS avec jets.

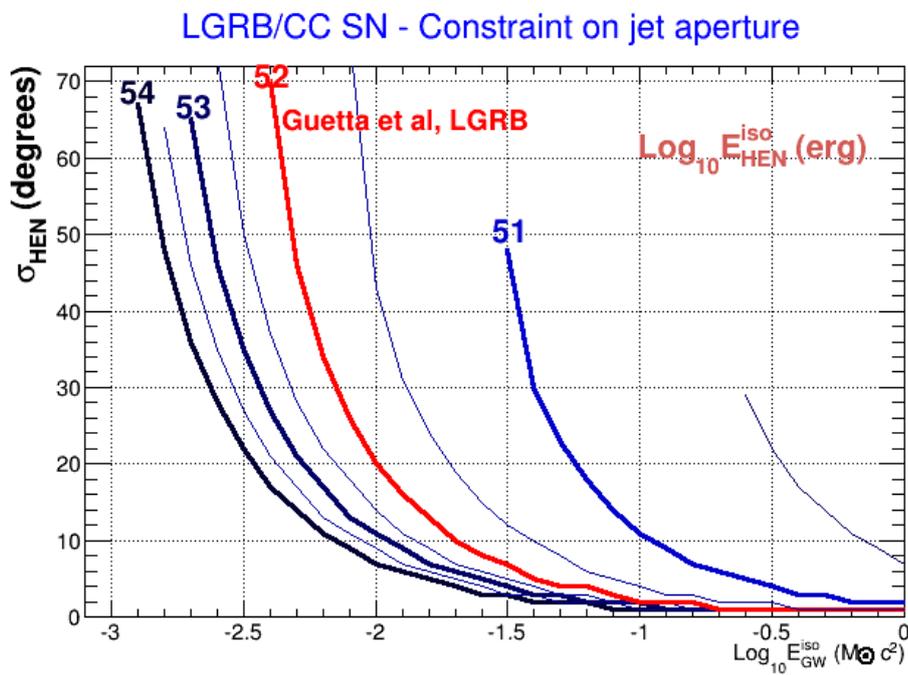


FIGURE 3.25 – Contrainte sur l’ouverture du jet, pour un spectre du type LGRB, en supposant 100% des supernovae gravitationnelles avec jets, avec émission GW focalisée.

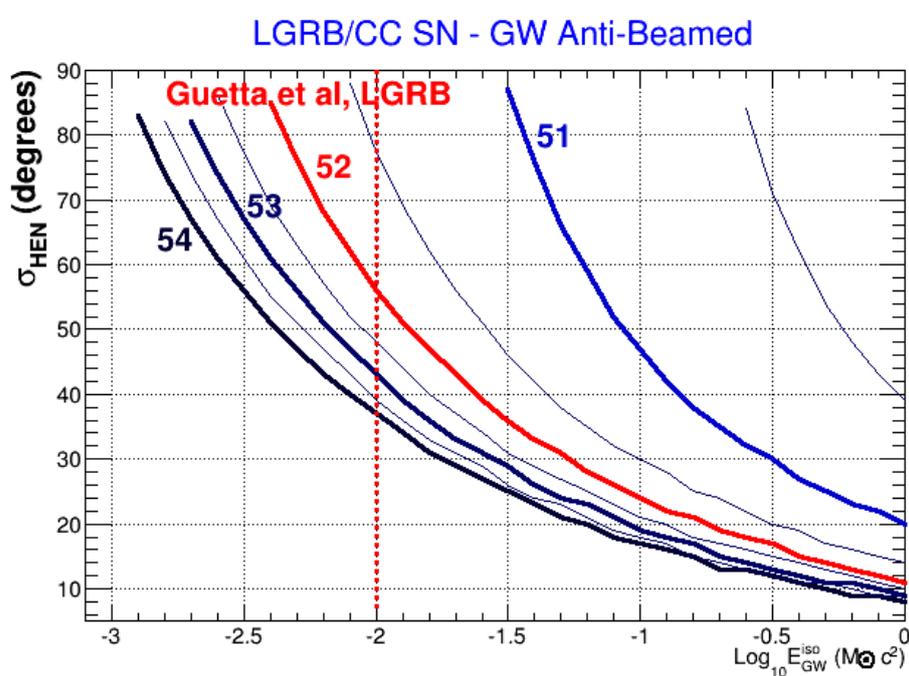


FIGURE 3.26 – Contrainte sur l’ouverture du jet, pour un spectre du type LGRB, en supposant 100% des supernovae gravitationnelles avec jets, avec émission GW anti-focalisée.

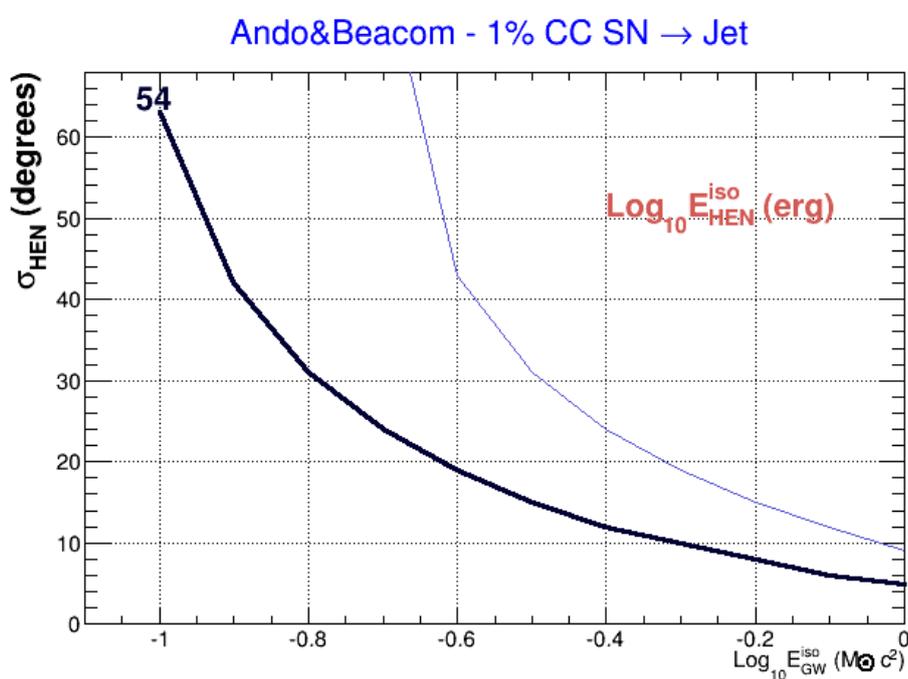


FIGURE 3.27 – Contrainte sur l’ouverture du jet, pour un spectre du type supernovae avec jet, en supposant 1% des supernovae gravitationnelles avec jets.

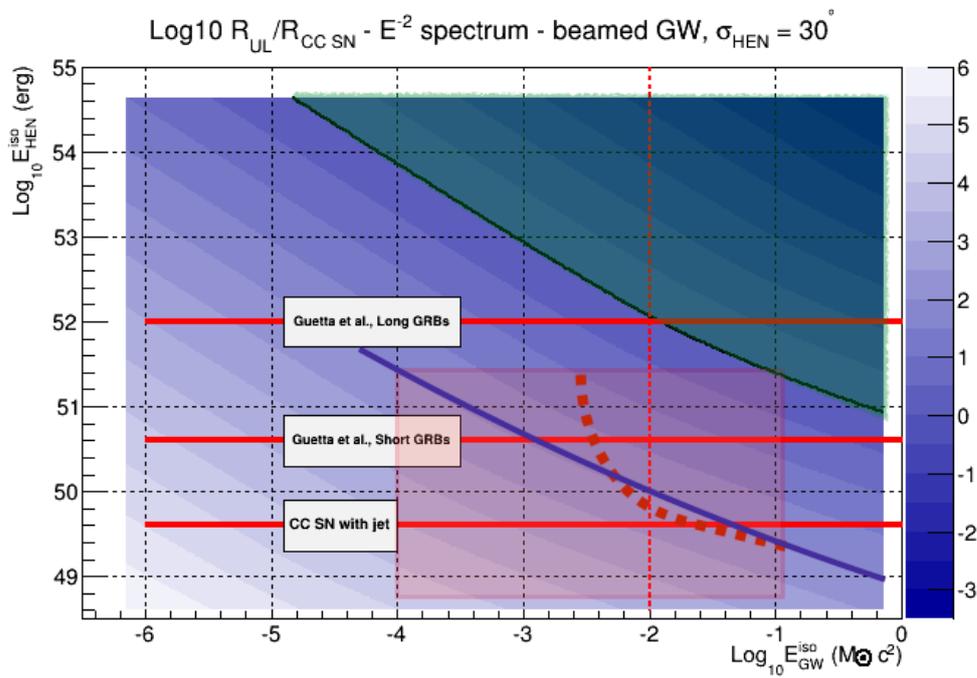


FIGURE 3.28 – Comparaison des résultats GWHEN-2 avec les résultats de la recherche ICECUBE-VIRGO/LIGO pour un spectre en E^{-2} et une ouverture de jet de l'ordre de 30° .

Epoque III

ORCA et le spectre de masse des neutrinos

Hiérarchie de masse et télescopes à neutrinos

JUSQU'AU PRINTEMPS 2012, le site français de KM3NET est, comme son homologue italien, dédié à l'astronomie neutrino de haute énergie. C'est à la suite, en particulier, de l'article « séminal » de [Akhmedov et al., 2013] qu'est proposé de dédier le site français au déploiement d'un télescope à neutrinos à la géométrie plus dense, sensible aux neutrinos de 1 GeV à 50 GeV, là où les effets d'oscillation des neutrinos dans la matière seraient mesurables en utilisant les neutrinos atmosphériques. Ce projet est baptisé ORCA, pour *Oscillation Research with Cosmics in the Abyss*.

Un groupe de travail auquel j'ai participé se met rapidement en place pour étudier la faisabilité d'une telle mesure ; un article regroupant des performances préliminaires, rédigé à l'APC et à l'IPHC (principalement A. Meregaglia de Double Chooz), est disponible dès Janvier 2013 [Franco et al., 2013], année qui voit aussi le succès du projet LOWE-NUs, dans lequel figure en bonne place ORCA, à l'appel d'offres de l'ASPERA.

Une partie de KM3NET se consacre maintenant à la poursuite de l'étude de faisabilité d'ORCA. L'un des premiers objectifs est la rédaction d'une Lettre d'Intention, qui sera disponible avant la fin 2015. Ce chapitre résume les objectifs scientifiques d'ORCA, et en présente quelques uns des résultats les plus récents. Dans ce contexte, il est intéressant de préciser que le groupe de l'IPHC a proposé de participer au développement de modules optiques plus sensibles dans l'UV au moyen de décaleurs de longueur d'ondes, et a par ailleurs mobiliser des forces techniques importantes pour prendre en charge la production d'une partie des quelques milliers de modules optiques qui équiperont à la fois ORCA et ARCA.

Sommaire

1.1	Oscillations et hiérarchie de masses des neutrinos . . .	197
1.1.1	Paramètres connus et inconnus	198
1.1.2	Intérêt de la NMH et méthodes expérimentales	198
1.1.3	Effets de matière	201
1.1.4	NMH et télescopes à neutrinos	203
1.2	Etude de faisabilité pour ORCA	204
1.2.1	Performances pour les traces et cascades . . .	205
1.2.2	Identification des particules et bruit de fond .	207
1.2.3	Optimisation de la géométrie	209
1.2.4	Erreurs systématiques et Sensibilité attendue .	209
1.3	Conclusions	210

1.1 Oscillations et hiérarchie de masses des neutrinos

Ces dernières décennies, des expériences détectant les neutrinos produits par le soleil, par l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère, par les réacteurs nucléaires ou les accélérateurs de particules ont permis d'établir avec certitude que les neutrinos sont sujets à des phénomènes d'oscillations de leur saveur, qui sont bien expliqués si les états propres de saveur (liés à l'interaction) sont différents des états propres de masse (liés à la propagation). L'équation 1.1 montre le passage des états propres de masse ν_i vers les états propres de saveur $\nu_{e,\mu,\tau}$ au moyen de la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), qui est généralement décomposée en produits de plusieurs matrices, liés aux différents moyens d'observation, qui sont donnés équation 1.1. Cette matrice permet de calculer les probabilités d'oscillation d'une saveur vers une autre, et l'on peut ainsi montrer que ces oscillations ne sont possibles que si les masses propres ne sont pas toutes identiques. La masse effective d'un neutrino de saveur donnée est quant à elle une combinaison linéaire de ces masses propres établie en fonction des éléments de la matrice PMNS.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix}}_{\text{Secteur atmosphérique, } \theta_A \sim 45^\circ} \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{-i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix}}_{\text{Réacteurs, } \theta_{13} \sim 10^\circ + \text{Phase CP}} \times \\
 \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Secteur Solaire, } \theta_\odot \sim 30^\circ} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\frac{\alpha}{2} + i\beta} \end{pmatrix}}_{\text{Nature (Majorana/Dirac)}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

1.1.1 Paramètres connus et inconnus

La plupart des paramètres de cette matrice sont maintenant mesurés avec une relative précision, mesures résumées dans le tableau 1.1. Ainsi $m_1^2 < m_2^2$, tandis que $m_2^2 - m_1^2 \ll |m_3^2 - m_{1,2}^2|$. Mais certains restent encore peu ou pas du tout connus :

- la hiérarchie des masses (ou NMH pour Neutrino Mass Hierarchy, c'est-à-dire l'ordonnancement exact du spectre de masse), n'est pas connue : elle peut être « normale » si $m_3 > m_1$, ou « inversée », si $m_1 > m_3$, comme on peut le voir sur la figure 1.2 ;
- l'échelle absolue de ces masses n'est pas non déterminée, même si des limites existent : par exemple étudier la décroissance β du tritium donne $m_i < 2 \text{ eV}/c^2$; les derniers résultats de Planck indiquent quant à eux $\sum m_i < 0.23 \text{ eV}/c^2$ en les combinant à différentes sondes cosmologiques ;
- bien entendu, la nature, Majorana ou Dirac, du neutrino est encore elle aussi inconnue à ce jour - elle est sondée par la double décroissance β sans émission de neutrino ;
- l'octant exact de θ_{23} (c'est-à-dire sa valeur exacte par rapport à 45°) n'est pas déterminé, vues les incertitudes sur les mesures actuelles ;
- enfin, le terme liés aux réacteurs fait intervenir une phase de violation CP, qui n'est pas non déterminée.

1.1.2 Intérêt de la NMH et méthodes expérimentales

Une discussion complète de l'importance de la NMH va bien au-delà du contexte de ce document, mais nous donnerons ici quelques éléments de réponse. Les modèles de Grande Unification (GUT) qui unifient les

Parameter	best-fit ($\pm 1\sigma$)	3σ
Δm_{\odot}^2 [10^{-5} eV ²]	$7.58^{+0.22}_{-0.26}$	6.99 – 8.18
$ \Delta m_A^2 $ [10^{-3} eV ²]	$2.35^{+0.12}_{-0.09}$	2.06 – 2.67
$\sin^2 \theta_{12}$	0.306 (0.312) $^{+0.018}_{-0.015}$	0.259 (0.265) – 0.359 (0.364)
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.42^{+0.08}_{-0.03}$	0.34 – 0.64
$\sin^2 \theta_{13}$ [140]	0.021 (0.025) $^{+0.007}_{-0.008}$	0.001 (0.005) – 0.044 (0.050)
$\sin^2 \theta_{13}$ [142]	0.0251 ± 0.0034	0.015 – 0.036

FIGURE 1.1 – Paramètres de la matrice PMNS.

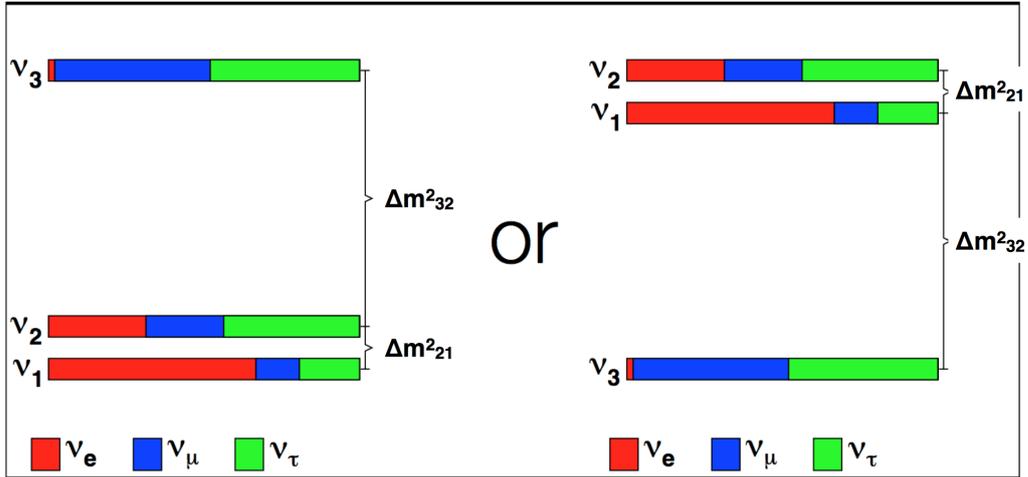


FIGURE 1.2 – Hiérarchie de masse normale (à gauche) ou inversée.

interactions faibles, électromagnétiques et fortes amènent a priori à rapprocher le spectre de masse des neutrinos de celui des leptons chargés et des quarks : ils appartiennent tous à des multiplets communs de la théorie. Mais les neutrinos peuvent être de Majorana, ce qui n'est pas le cas des leptons chargés et des quarks. Une masse de Majorana mélange une particule chargée avec son anti-particule, ce qui viole la conservation de la charge électrique. Cette différence implique qu'un spectre inversé de masse est tout à fait envisageable pour les neutrinos, au contraire des leptons et des quarks.

La connaissance de cet ordonnancement permet de distinguer les différents modèles de GUT, et en particulier entre différents mécanismes de

« see-saw » souvent invoqués pour résoudre le problème de la masse des neutrinos. Le type de hiérarchie influence aussi l'efficacité de la leptogénèse (autrement dit, l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers). Cette détermination amène aussi des informations sur la nature du neutrino, Majorana ou Dirac : en particulier, si la hiérarchie est inversée, et si les neutrinos sont leurs propres anti-particules, une recherche expérimentale de double décroissance beta sans neutrino doit être positive si sa sensibilité est $m \approx 10\text{meV}$, m étant la masse effective du neutrino (ici électron).

Enfin, il faut mentionner que la connaissance de cette hiérarchie a d'importantes implications pour l'optimisation des futurs instruments dédiés à la mesure de la phase de violation CP δ_{CP} .

La combinaison des résultats d'expériences de $0\nu\beta\beta$ et de mesure directe de la masse effective des neutrinos avec les contraintes cosmologiques sur $\Sigma_\nu m_\nu$ permet d'avoir une sensibilité indirecte à la NMH ; mais les efforts actuels se concentrent naturellement sur les expériences utilisant les oscillations. JUNO et RENO-50 utilisent les oscillations des (anti-) neutrinos des réacteurs nucléaires sur des distances intermédiaires (~ 50 km), qui sondent la probabilité de survie du ν_e après oscillations dans le vide dans le domaine des basses énergies ($\sim \text{MeV}$) [Li et al., 2013]. Ces expériences sont sensibles à la NMH à travers les effets d'interférences provenant des oscillations rapides induites par Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 . Une telle mesure nécessite donc une précision excellente à la fois sur la résolution relative en énergie (de l'ordre du %) et sur l'étalonnage absolu en énergie.

Une autre approche consiste à sonder les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ (disparition du ν_μ ou apparition de ν_e), qui sont directement sensibles à Δm_{31}^2 . Cette stratégie nécessite de plus grandes distances d'oscillations et l'utilisation des effets particuliers d'oscillation dans la matière, qui affectent la composante ν_e de l'état propre de masse, et permet de déterminer si ν_1 et ν_2 sont plus lourds ou plus légers que ν_3 . C'est l'approche choisie par NO ν A [NovA, 2013] combinée à T2K [T2K, 2013]) et les instruments de prochaine génération (LBNE [LBNE, 2013] et LBNO [LAGUNA-LBNO, 2013]) auprès d'accélérateurs. C'est la même approche qui est utilisée dans les expériences utilisant les neutrinos atmosphériques, par exemple HyperKamiokande [Hyper-K., 2011], PINGU [IceCube-PINGU, 2014] sur le site d'ICECUBE, et ORCA.

1.1.3 Effets de matière

Avec 3 neutrinos, la probabilité de transition $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ dans le vide peut être exprimée de la manière suivante

$$P_{3\nu}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (1.2)$$

où E_ν est l'énergie du neutrino et L désigne la longueur d'oscillation. On voit là le lien direct entre cette probabilité et la valeur de θ_{13} ; on voit aussi que la transition $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ dans le vide n'est pas sensible au signe de Δm_{31}^2 .

Le signe peut cependant avoir un effet lorsque les effets de matières entrent en jeu pendant la propagation. Contrairement aux autres saveurs, le ν_e peut en effet interagir par Courant Chargé (CC) avec les électrons dans la matière d'où un potentiel effectif $A = \pm\sqrt{2}G_F N_e$, où N_e est la densité d'électrons du milieu traversé, G_F est la constante de Fermi, avec le signe $+(-)$ pour les ν_e ($\bar{\nu}_e$). Pour un milieu de densité constante, la probabilité de transition $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ devient, dans le domaine de sensibilité d'ORCA (où $\Delta m_{12}^2 L / 4E_\nu \ll 1$, avec $E_\nu \geq$ quelques GeV et $L = \mathcal{O}(10^3 \text{ km})$:

$$P_{3\nu}^m(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13}^m \sin^2 \left(\frac{\Delta^m m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right), \quad (1.3)$$

en fonction des paramètres de mélange effectifs dans la matière :

$$\sin^2 2\theta_{13}^m \equiv \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{\Delta^m m_{31}^2} \right)^2 \quad (1.4)$$

$$\Delta^m m_{31}^2 \equiv \sqrt{(\Delta m_{31}^2 \cos 2\theta_{13} - 2E_\nu A)^2 + (\Delta m_{31}^2 \sin 2\theta_{13})^2}, \quad (1.5)$$

où $A > 0$ pour les neutrinos and $A < 0$ pour les anti-neutrinos. La phase et l'amplitude des oscillations sont donc affectés par les effets de matières. L'équation 1.5 nous apprend qu'une résonance apparaît lorsque le mélange effectif est maximal, soit $\Delta^m m_{31}^2$ minimal. Cela intervient dans le cas d'une hiérarchie normale (inversée) dans le cas des (anti-) neutrinos à une énergie :

$$E_{\text{res}} \equiv \frac{\Delta m_{31}^2 \cos 2\theta_{13}}{2\sqrt{2} G_F N_e} \simeq 7 \text{ GeV} \left(\frac{4.5 \text{ g/cm}^3}{\rho} \right) \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2} \right) \cos 2\theta_{13}. \quad (1.6)$$

où ρ est la densité du milieu de propagation. Pour des neutrinos traversant le manteau (le noyau) de la Terre, cette résonance apparaît autour de 7 GeV (3 GeV), ce qui explique pourquoi les neutrinos atmosphériques, très abondants à ces énergies, sont des outils très appropriés pour sonder ces effets de matière.

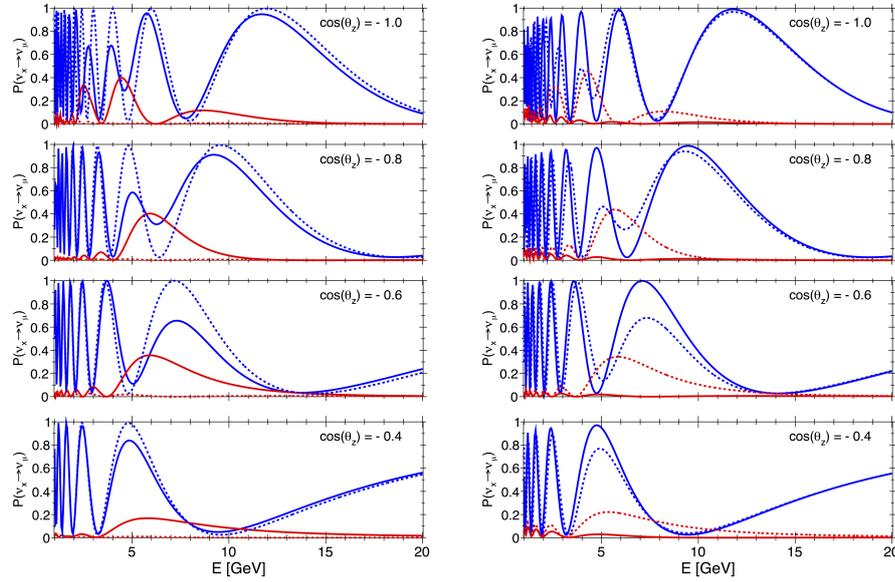


FIGURE 1.3 – Probabilités d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (en bleu) et $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (en rouge) en fonction de l’énergie du neutrino pour différentes valeurs de l’angle zénithale (donc différentes longueurs d’oscillation dans la Terre). Les lignes pleines correspondent au cas d’une hiérarchie normale, tandis que les lignes en pointillés, avec, à gauche les neutrinos, et à droite les anti-neutrinos.

La figure 1.3 représente les courbes d’oscillation $P(\nu_x \rightarrow \nu_\mu)$ ($x=e,\mu$) obtenues par ORCA (en utilisant le modèle PREM pour la densité des différentes couches terrestres). Les plus grandes différences entre hiérarchies interviennent dans la zone de résonance $E_\nu \sim (4 - 8)$ GeV. Au-delà de ~ 15 GeV, les différences disparaissent presque complètement.

1.1.4 NMH et télescopes à neutrinos

On voit aussi qu'en première approximation, les effets de matière pour les neutrinos dans la hiérarchie normale (NH) sont les mêmes que pour les anti-neutrinos dans la hiérarchie inversée (IH). Mais même sans pouvoir distinguer entre ν et $\bar{\nu}$, comme c'est le cas pour un télescope sous-marin ne disposant pas d'un champ magnétique, une asymétrie peut apparaître dans le taux d'événements ($\nu + \bar{\nu}$) calculé dans le cas de la NH ou de la IH pour une saveur donnée. Cela provient du fait que dans le domaine du GeV qui nous intéresse ici, la section efficace d'interaction CC est différente pour les neutrinos et les anti-neutrinos (environ un facteur 2). En outre, la contribution relative des ν_e et ν_μ dans le spectre des neutrinos atmosphériques va aussi affecter le nombre d'événements engendrés par chaque saveur de neutrino.

En convoluant les probabilités d'oscillation avec le spectre des neutrinos atmosphériques et les sections efficaces d'interaction, on peut alors déterminer le nombre d'événements en fonction de l'énergie du neutrino E_ν et de sa direction d'arrivée caractérisée par $\cos\theta$, comme le montre la figure 1.4, dans laquelle les effets intrinsèques liés à la physique de l'interaction, et les performances du détecteur (résolutions en énergie et en direction) n'ont pas été pris en compte. Tous ces effets vont bien sûr avoir tendance à dégrader l'asymétrie.

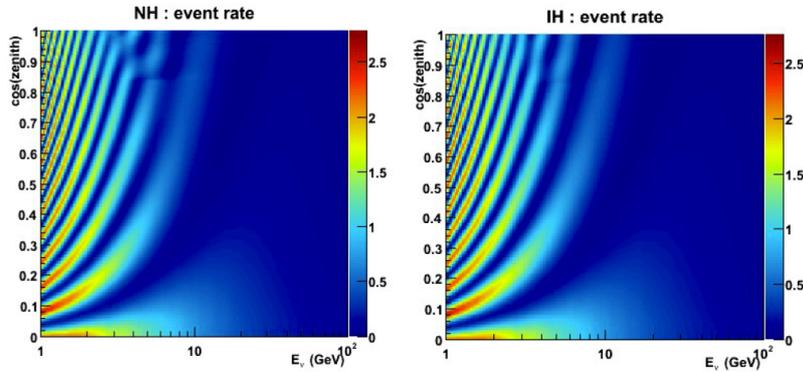


FIGURE 1.4 – Taux d'événements $\nu_\mu(+\bar{\nu}_\mu)$ pour un détecteur d'un volume de 1 Mton.

Pour visualiser l'asymétrie et identifier les régions de l'espace des phases dans lesquelles les effets de matière sont les plus importantes, on peut définir l'asymétrie de la manière suivante :

$$\mathcal{A} = \frac{N_{IH} - N_{NH}}{N_{NH}} \quad (1.7)$$

où N_{NH} and N_{IH} sont respectivement le nombre d'événements attendus pour un angle et une énergie donnés dans les cas de la NH ou IH. Cette quantité est représentée sur la figure 1.5, en utilisant une dispersion sur l'énergie de 25% et $\sigma_{\theta} = \sqrt{\frac{m_p}{E_{\nu}}}$ sur la direction, pour illustration.

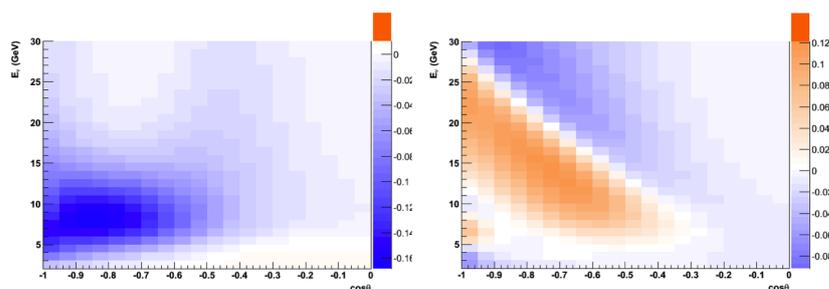


FIGURE 1.5 – Asymétrie entre le nombre d'interactions CC $\nu + \bar{\nu}$ entre NH et IG pour les neutrinos électroniques (à gauche) ou muoniques (à droite).

On voit clairement que les effets de matières sont le plus visible au-dessus de 5 GeV, et que les effets sont comparables pour les électrons et les neutrinos. Ceci explique que les premières études d'ORCA se sont concentrés sur les interactions CC des ν_{μ} , étant donné le taux d'événements, en faveur des muons, et la résolution angulaire attendue bien meilleure que pour les interactions impliquant des ν_e . Récemment, les neutrinos électroniques ont aussi fait l'objet d'une attention renouvelée, en particulier pour augmenter la sensibilité à la détermination de la NMH.

1.2 Etude de faisabilité pour Orca

Ce paragraphe présentera quelques une des méthodes utilisées dans ORCA pour mesurer les énergies et directions des neutrinos incidents, ainsi que certains des résultats récemment obtenus.

Dans cette étude, actuellement encore en cours, les interactions de neutrinos et anti-neutrinos sont étudiées dans l'intervalle 1-100GeV grâce au générateur GENIE, et pondérées pour reproduire le spectre des neutrinos atmosphériques. Le fond de muons atmosphériques est quant à lui paramétré grâce au programme MUPAGE. Toutes les particules dans l'environnement du volume instrumenté sont propagés avec un programme basé sur GEANT, qui génère la lumière Cherenkov produite

par les particules primaires et secondaires et qui simule les photons détectés en incluant les effets de l'absorption et de la diffusion de la lumière dans l'eau, ainsi que les caractéristiques des modules optiques et de leurs photomultiplicateurs. Le bruit de fond optique généré par le ^{40}K dans l'eau de mer est aussi pris en compte. Après une première phase où ORCA était constitué d'un nombre de lignes compris entre 35 et 50 (comme dans le chapitre suivant), le détecteur de référence utilisée pour les études résumées dans la suite a été agrandi pour comporter au final 115 lignes constituées chacune de 18 étages espacés de 6m ; la distance inter-ligne quant à elle est en moyenne de 20m.

1.2.1 Performances pour les traces et cascades

Dans les interactions CC impliquant un ν_e , un électron ainsi que des hadrons sont produits au vertex. L'électron est à l'origine d'une gerbe électromagnétique proche du vertex primaire alors que les hadrons engendrent une cascade hadronique, avec des fluctuations intrinsèques dues aux modes de désintégrations des particules individuelles - provoquant une multitude de sous-cascades hadroniques et électromagnétiques. La figure 1.6 montre la distribution du nombre de photons sur un DOM en fonction de l'angle d'émission par rapport à la direction de l'électron pour différents intervalles de l'inélasticité $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$ (où l est le lepton produit). Le pic dû au signal Cherenkov de l'électron y est clairement visible. Lorsque y augmente, les sous-gerbes produites étant moins énergétiques, ce pic est amorti, en même temps que le nombre de photons en-dehors du pic augmente à cause de la cascade hadronique plus brillante. Le fait que le profil angulaire de la lumière émise soit conservé grâce aux qualités de l'eau sur des distances comparables à la taille du détecteur, combinée au décalage spatiale de la cascade hadronique de plusieurs degrés, permet donc en principe une estimation de l'inélasticité de la réaction. Cette sensibilité à y n'a pas encore été incorporé dans les calculs de sensibilité à la NMH, mais elle est par contre utilisée pour améliorer la résolution angulaire. La résolution obtenue sur la direction de la cascade est représentée sur la figure 1.7 : la méthode est capable de reconstruire la direction de l'électron et l'incertitude résultante sur la direction du neutrino, environ 9° à 10 GeV, est dominée par la cinématique de l'interaction. La résolution obtenue sur la position du vertex est de l'ordre de 1m.

Le volume effectif résultant est lui-aussi représenté sur la figure 1.7. Il est de l'ordre de 3MT à 10 GeV, avec des différences selon l'angle zénithale dues à la géométrie utilisée et à l'acceptance angulaire des modules

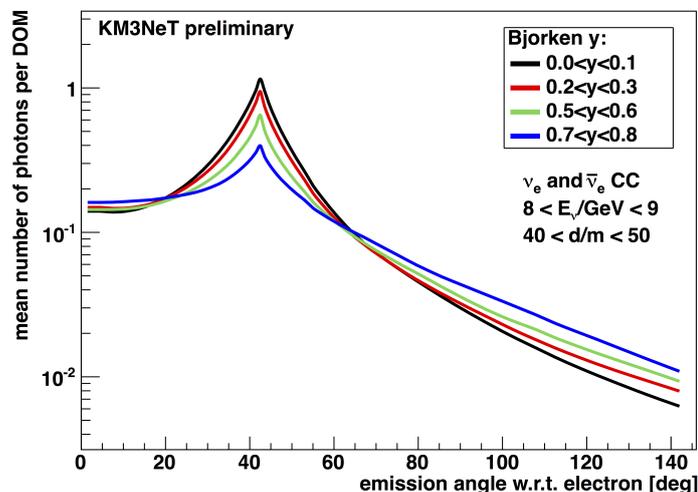


FIGURE 1.6 – Nombre de photons attendus en fonction de l’angle d’émission entre la direction de la cascade et la direction vertex-DOM pour différentes inélasticités y .

optiques. Les résolutions en énergie pour ces événements sont illustrées sur la figure 1.8 : elle est définie ici comme l’écart quadratique moyen de l’ajustement gaussien de l’énergie reconstruite moyenne, et vaut environ 23% à 10 GeV. La résolution est meilleure pour les événements $\bar{\nu}_e$ que pour les ν_e , à cause de la quantité moindre de lumière émise dans la cascade hadronique.

Les interactions impliquant des ν_μ engendrent quant à elles des traces assez courtes, de l’ordre de 4m par GeV d’énergie du muon. La technique de reconstruction identifie ici les DOM qui ont été touchés par des photons Cherenkov directs et utilise ensuite un maximum de vraisemblance pour estimer la longueur de la trace, la position du vertex et un paramètre de qualité de la reconstruction. La résolution obtenue sur la position du vertex est meilleure que 4m au-dessus de 5 GeV, tandis que la résolution sur l’angle zénithale est essentiellement dominée par la dispersion intrinsèque due à la cinématique ; elle est de l’ordre de 10° à 5 GeV et 5° à 20 GeV, comme on peut le voir sur la figure 1.9.

L’estimation de l’énergie est basée sur la longueur de la trace, le nombre de photons détectés et leurs résidus, c’est-à-dire la différence entre les temps d’arrivés observés et théoriques étant donnée la direction reconstruite. On obtient alors une résolution en énergie relative $|E_\nu - E_{\text{rec}}|/E_\nu$ de l’ordre de 20% entre 7 et 17 GeV, comme on peut le voir sur

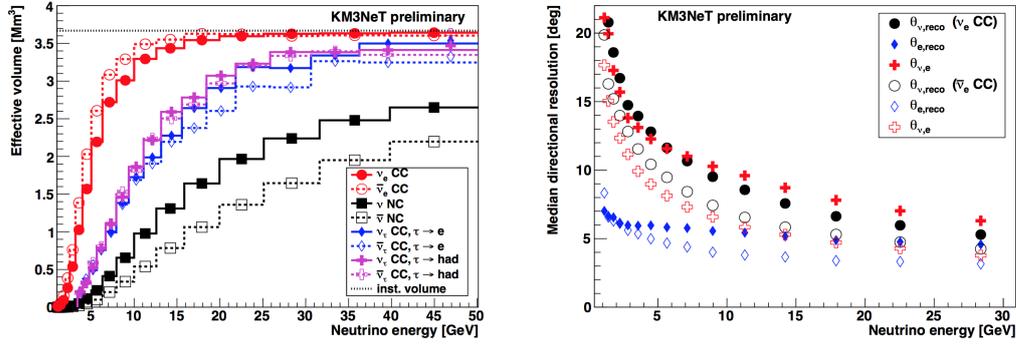


FIGURE 1.7 – A gauche : volume effectif pour les événements impliquant des cascades. A droite : Médiane de l'angle cinématique entre le neutrino et l'électron, résolution médiane sur la direction de l'électron, et résolution médiane sur la direction du neutrino incident, pour des interactions CC ou Courants Neutres (NC).

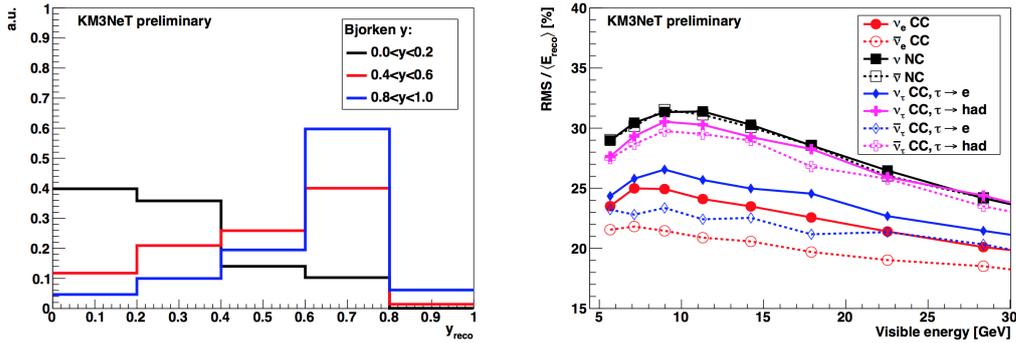


FIGURE 1.8 – A gauche : inélasticité reconstruite. A droite : résolution en énergie pour ces mêmes événements.

la figure 1.9.

1.2.2 Identification des particules et bruit de fond

Le flux atmosphérique comporte à la fois des neutrinos électroniques et muoniques et apportent chacune une information importante sur les effets de matière. Il est donc important de pouvoir distinguer les différents saveurs des neutrinos interagissant dans le détecteur, et en particulier de pouvoir distinguer entre événements de type trace ou de type cascade. Toute l'information est alors utilisée, et les simulations nous permettent de quantifier les événements correctement identifiés selon

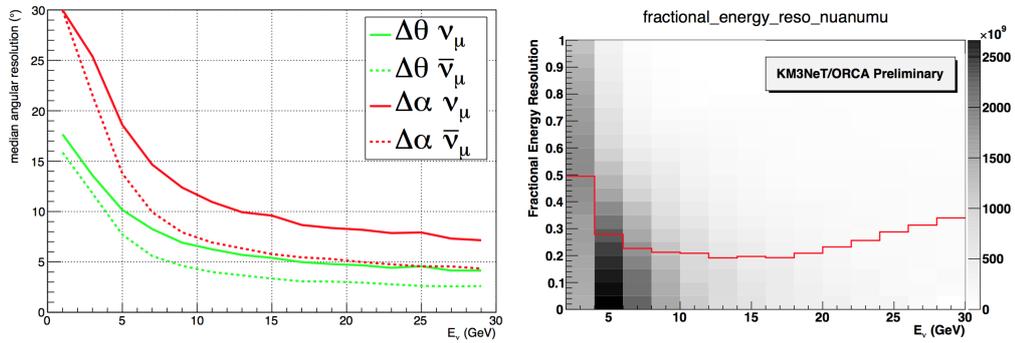


FIGURE 1.9 – A gauche : résolution sur l’angle total et l’angle zénithale en fonction de l’énergie pour les muons. A droite : résolution en énergie correspondante.

leur type. Les résultats sont montrés sur la figure 1.10 : environ 10% des événements $\nu_e, \bar{\nu}_e$ sont mal identifiés comme des traces, tandis que 70% et presque 90% des ν_μ sont correctement identifiés.

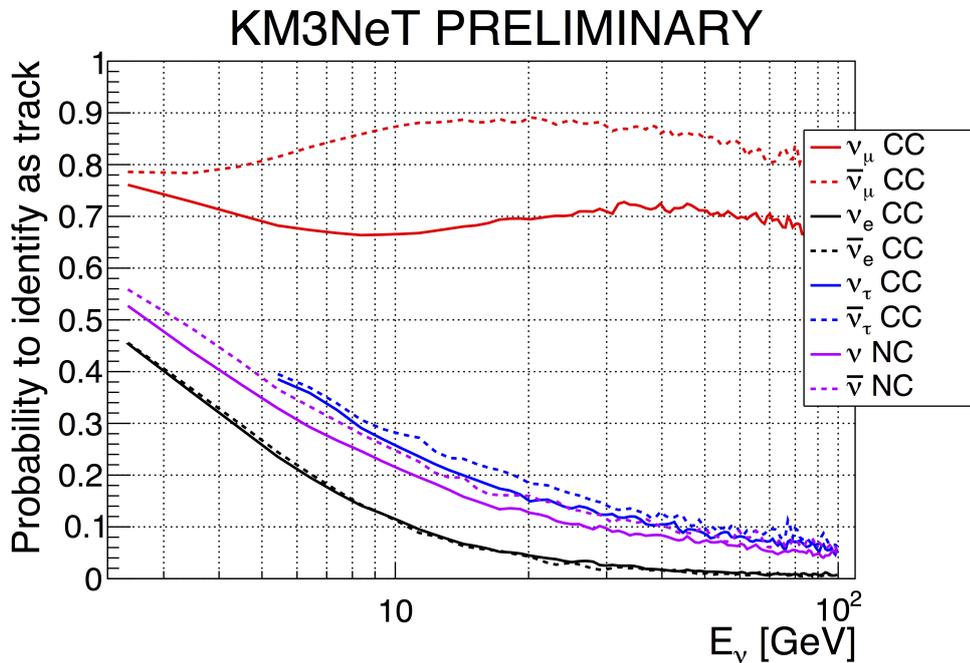


FIGURE 1.10 – Fraction des événements identifiés comme des traces pour différents canaux d’interaction.

Enfin, signalons que les muons atmosphériques descendant constitue un bruit de fond qui est 10^6 fois plus important que le flux de neutrinos atmosphériques. Il se trouve qu'appliquer une coupure sur l'angle zénithale reconstruit ne permet pas d'éliminer tous ces muons. Les simulations montrent que le point d'interaction reconstruit pour les neutrinos est en majorité contenu dans le volume instrumenté, alors qu'il est éloigné des bords du détecteur pour ces muons atmosphériques. Une coupure sur la distance au centre du détecteur permet donc d'en éliminer une grande partie. Au final, un arbre de décision combinant la direction reconstruite, la qualité de la reconstruction et cette position du vertex permet, par exemple, d'obtenir une contamination inférieure à 1% tout en conservant plus de 60% du signal neutrinique.

1.2.3 Optimisation de la géométrie

Il faut mentionner les efforts déployés actuellement dans ORCA pour trouver la géométrie la plus adaptée à la mesure de la hiérarchie de masse. La figure 1.13 montre ainsi les volumes effectifs, résolutions angulaires et en énergie obtenus pour les cascades dans différentes configurations où la distance inter-étage est variée entre 6m et 18m. On remarquera que des géométries alternatives (par exemple : étages plus rapprochées que le détecteur de référence, lignes plus rapprochées, agencements différents des modules optiques) ne sont pas encore testées.

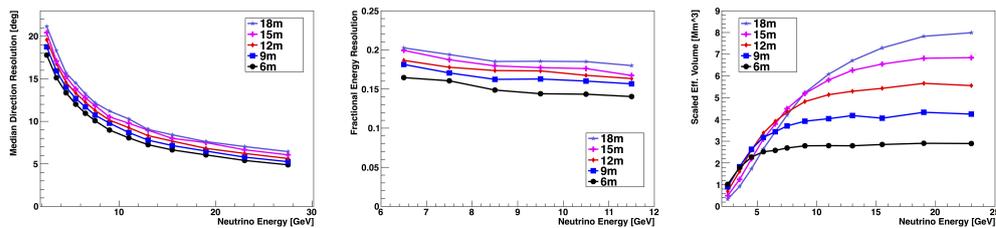


FIGURE 1.11 – A gauche : Résolutions angulaires pour différentes géométries testées. Au centre : résolutions en énergie. A droite : volumes effectifs résultants.

1.2.4 Erreurs systématiques et Sensibilité attendue

Chaque année, plus de 10000 interactions de neutrinos sont attendus dans ORCA. La détermination de la hiérarchie de masse repose sur une différence de quelques % dans une certaine région de l'espace des

phases. Un excellent contrôle des différentes systématiques est donc nécessaire.

Systématiques

Une première classe d'incertitudes systématiques est liée au détecteur lui-même. L'efficacité des photo-détecteurs utilisés doit être en permanence contrôlée pendant la durée de vie de l'instrument. ANTARES a montré que cela était possible, en utilisant les photons coïncidents provenant du ^{40}K , qui s'avèrent être une excellente source d'étalonnage. Les propriétés de l'eau sont elles mesurées par des émetteurs lasers ou LED, qui estiment en particulier la longueur d'absorption. La diffusion devrait jouer un rôle marginal étant donnée la taille réduite d'ORCA comparé à ANTARES par exemple.

Une deuxième sorte d'incertitudes est indépendante du détecteur. Ce sont les incertitudes sur les flux atmosphériques, les sections efficaces d'interaction par exemple. La plupart de ces incertitudes peuvent être prises en compte sous la forme de termes de nuisance et incorporées dans l'ajustement global. L'effet prépondérant provient de l'incertitude sur le nombre total d'interactions, pris en compte sous la forme d'une normalisation globale, non-contrainte. D'autres effets sont incorporés, comme les rapports $\nu/\bar{\nu}$ ou NC/CC (c'est-à-dire la contamination par des événements Courants Neutres).

Sensibilité à la NMH

Enfin, les incertitudes sur les paramètres d'oscillations eux-mêmes ont un impact sur la mesure. L'angle de mélange θ_{12} et $m_2^2 - m_1^2$, qui contrôle le secteur "solaire", n'influencent pas la mesure de la NMH, et ils sont donc fixés à leur moyenne mondiale. La valeur de θ_{13} , déterminée par les expériences auprès de réacteurs, est variée selon une gaussienne de dispersion égale à son incertitude actuelle. La valeur de $|\Delta m_{32,31}^2|$ et celle de θ_{23} peuvent être mesurées, et sont donc ajustées sans contraintes lors de la détermination de la NMH. C'est la valeur de θ_{23} par rapport à 45° qui influence le plus la sensibilité à la NMH, comme on peut le voir sur la figure 1.12.

1.3 Conclusions

Comme le montre la figure 1.12, ORCA pourrait déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos, en considérant le détecteur de référence,

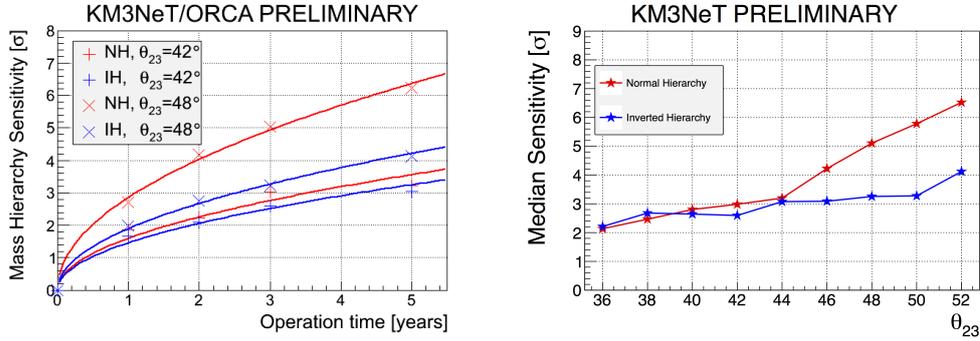


FIGURE 1.12 – A gauche : Sensibilité à la NMH en fonction du temps de prise de données pour ORCA, en fonction de la valeur de θ_{23} . A droite : sensibilité pour 3 ans de prise de données en fonction de θ_{23} . A chaque fois, $\delta_{CP} = 0$ a été utilisée.

en 3 ans environ, en supposant θ_{23} dans le premier octant. Les deux topologies essentielles d'événements, traces et cascades, sont utilisées pour arriver à ce résultat : les cascades permettent de distinguer entre les 2 hypothèses (NH/IH) tandis que les traces sont indispensables pour contraindre les paramètres d'oscillation.

Dans sa première étape de construction, KM3NeT a récemment décidé de déployer 6 lignes densément instrumentées sur son site français au large de Toulon. Ce mini-télescope aura pour but premier de démontrer la faisabilité de la mesure et de valider la technologie choisie, tout en permettant de finaliser les études d'optimisation du détecteur - en particulier les distances inter-lignes et inter-étages, qui font l'objet du chapitre suivant. La géométrie d'ORCA est rappelée sur la figure 1.13.

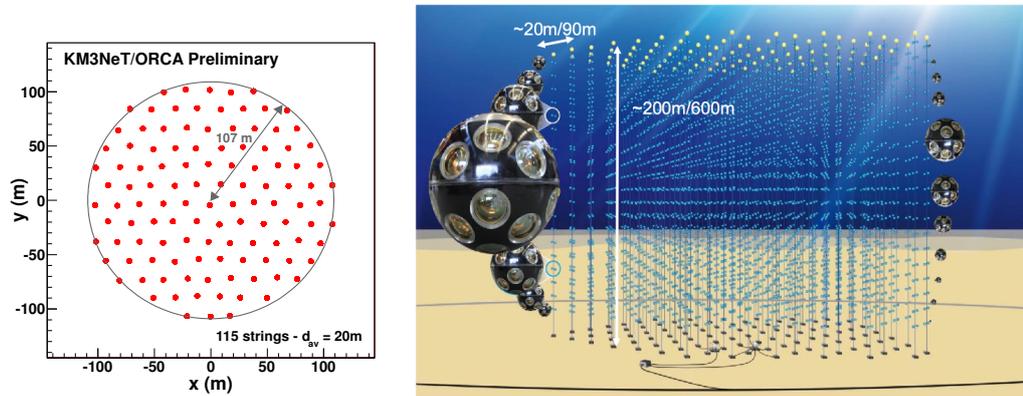


FIGURE 1.13 – A gauche : positions des lignes dans le détecteur ORCA de référence. A droite : agencement en 3D d'ORCA/ARCA, avec une géométrie plus dense pour ORCA.

Lois d'échelle pour un télescope à neutrinos

RÉSOLUTIONS ANGULAIRE ET EN ÉNERGIE sont des éléments clefs pour la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos, comme l'a montré le chapitre précédent, tant pour les traces de muons que pour les gerbes engendrées par des neutrinos électroniques.

L'étude présentée ici vise à déterminer l'impact de la géométrie du futur télescope ORCA sur ces deux performances essentielles, dans le cas des traces de muons, qui étaient l'objet unique des premières analyses d'ORCA au début de l'étude de faisabilité. En particulier, l'objectif a été d'obtenir des lois d'échelles permettant de relier les résolutions angulaires et énergétiques, ainsi que le volume effectif, aux dimensions caractéristiques de l'instrument, la distance inter-étage d et la distance inter-ligne D , en faisant appel à des considérations physiques simples. Une telle démarche s'est révélée nécessaire au début de l'étude de faisabilité lorsque toutes les analyses réalisées dans le cadre d'ORCA se focalisaient sur le détecteur de référence - les premières optimisations de géométrie ont été conduites à partir de l'an passé seulement. En outre, il faut noter que cette étude a été réalisée lorsque le détecteur ne comportait qu'entre 35 et 50 lignes.

Sommaire

2.1	Photons détectés et seuil en énergie	215
2.1.1	Lignes et étages touchés	215
2.1.2	Seuil en énergie	216
2.2	Résolution angulaire et géométrie	217
2.2.1	Estimation de la résolution angulaire	218
2.2.2	Comparaison avec les études existantes	220
2.3	Résolution en énergie et géométrie	222
2.4	Volume effectif et géométrie	223
2.4.1	Evaluer le volume effectif pour d ou D fixée	224
2.4.2	Lois d'échelles	226
2.5	Perspectives	230

2.1 Photons détectés et seuil en énergie

Le nombre de photons détectés à une distance r perpendiculairement à une trace de muon peut être écrit de la manière suivante :

$$N(r) \propto \frac{N_0 A}{r} e^{-\frac{r}{\sin\theta_C L}}, \quad (2.1)$$

où $N_0 \approx 350/\text{m}$ est le nombre de photons émis par unité de longueur de trace dans l'intervalle de longueur d'onde $300 - 600\text{nm}$; $A \sim \eta S$ est la surface effective de chaque module optique ($\eta \approx 10 - 25\%$ est l'efficacité quantique typique des photocathodes, et $S \approx 0.05\text{m}^2$ est la surface sensible de photocathode); $L \approx 55\text{m}$ est la longueur d'atténuation dans l'eau de mer mesurée sur le site d'ANTARES, et $\theta_C = 42^\circ$ est l'angle Cherenkov dans l'eau. On a négligé ici la dépendance en énergie et en longueur d'onde de cet angle caractéristique, puisque ce sont les performances comparées des différentes géométries qui nous intéressent.

2.1.1 Lignes et étages touchés

Pour une trace purement verticale contenue dans le volume instrumenté, le nombre d'étages touchés sur une ligne pendant la propagation du muon est alors $\frac{R(E)}{d}$, où $R(E) \approx k \ln(1 + E/E_c)$ est la portée du muon, avec $k \approx 3 \times 10^3\text{m}$, et $E_c = 785\text{ GeV}$ pour les muons dans l'eau. A 50 GeV , cette portée est de l'ordre de 180m , qui est de l'ordre de grandeur de la hauteur instrumentée des lignes d'ORCA. Le nombre de lignes qui

recevront de la lumière de cette trace peut être calculée en supposant que la lumière peut être détectée jusqu'à une distance $2L$ de la trace, i.e. la distance approximative pour laquelle 1 module optique recevra environ 1 photo-électron.

Une trace verticale contenue sera située, en moyenne au centre de 4 lignes, d'où une distance moyenne trace-ligne de l'ordre de D , un nombre de lignes détectant de la lumière proportionnelle à $(\frac{L}{D})^2$, et $R(E)/d$ étages touchés, pour les lignes les plus proches.

La lumière produite par les particules secondaires créées le long de la trace peut être prise en compte en remplaçant N_0 par $N_* = N_0 \left(1 + \frac{E}{E_c}\right)$, avec $N_* \approx N_0$ quand $E \ll E_c$. Le nombre total de photons détectés dans le détecteur peut donc être facilement estimé - par exemple dans le cas de 36 lignes¹ :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{tot}} \approx N_* A \sin \theta_C \underbrace{\frac{R(E)}{d}}_{\text{number of storeys}} & \left[\underbrace{4 \times \frac{1}{D/2} e^{-D/2 \sin \theta_C L}}_{4 \text{ lignes à } \sim D/2} (\dots) \right. \\
 & \left. + \underbrace{12 \times \frac{1}{3D/2} e^{-3D/\sin \theta_C 2L}}_{12 \text{ lignes à } \sim 3D/2} + \underbrace{20 \times \frac{1}{5D/2} e^{-5D/\sin \theta_C 2L}}_{20 \text{ lignes à } \sim 5D/2} \right] \quad (2.2) \\
 & = 8N_* A k \sin \theta_C \ln \left(1 + \frac{E}{E_c}\right) \frac{e^{-D/\sin \theta_C 2L}}{d} (\dots) \\
 & \times \left[1 + e^{-\frac{D}{L \sin \theta_C}} + e^{-\frac{2D}{L \sin \theta_C}} \right]
 \end{aligned}$$

C'est à partir de ces considérations très générales qu'il est possible de déterminer les performances du télescope, en particulier le seuil en énergie.

2.1.2 Seuil en énergie

Le seuil en énergie peut être estimée en considérant la condition $N_{\text{tot}} > N_{\text{min}} \approx 10$ coups dans l'expression 2.2. En utilisant la portée

1. Notons ici que le premier détecteur de référence étudié possédait une trentaine de ligne puis 50 - avant finalement de compter 115 lignes. Les résultats sont facilement généralisables à N lignes.

du muon $R(E_\mu) \approx kE_\mu/E_c$ pour $E_\mu \ll E_c$ et $N_* \approx N_0$, ce seuil en énergie s'exprime :

$$\begin{aligned} E_\mu^{\min} &= E_c \times \left(\frac{N_{\min}}{8N_*Ak \sin \theta_C} \right) \left[\frac{de^{D/\sin \theta_C 2L}}{1 + e^{-\frac{D}{L \sin \theta_C}} + e^{-\frac{2D}{L \sin \theta_C}}} \right] \\ &\approx 0.03 \times \left[\frac{de^{D/\sin \theta_C 2L}}{1 + e^{-\frac{D}{L \sin \theta_C}} + e^{-\frac{2D}{L \sin \theta_C}}} \right] \text{ GeV} \end{aligned} \quad (2.3)$$

L'énergie du muon représentant en moyenne 20% de l'énergie du neutrino incident, $E_\nu \approx 5 \times E_\mu$, et la distance d_{\max} maximale permettant d'atteindre un seuil E_ν^{\min} est donc :

$$d_{\max} = \frac{E_\nu^{\min}}{5E_c} \times \left(\frac{N_{\min}}{8N_*Ak \sin \theta_C} \right)^{-1} e^{-D/\sin \theta_C 2L} \left(1 + e^{-\frac{D}{L \sin \theta_C}} + e^{-\frac{2D}{L \sin \theta_C}} \right) \quad (2.4)$$

Comme dans la section précédente, nous avons considéré 36 lignes, avec $\eta \sim 10\%$ pour prendre en compte les pertes additionnelles dans les modules optiques. L'énergie minimum détectable est donc une combinaison de d et D , et peut être évaluée en fonction des distances inter-lignes et inter-étages. La figure 2.1 montre le comportement de la distance maximale d_{\max} en fonction de D pour obtenir un seuil en énergie $E_\nu^{\min} = 1$ GeV. La configuration envisagée pour le détecteur de référence $(d, D) = (6\text{m}, 20\text{m})$ remplit donc bien les conditions pour atteindre ce seuil en énergie, tout comme les configurations où $D = 20\text{m}$, $d < 10\text{m}$. Un télescope plus dense, avec $D \approx 10\text{m}$ par exemple, peut donc, incidemment, bénéficier d'un seuil en énergie plus bas. Ce n'est plus le cas si l'on considère $d > 10\text{m}$, qui nécessiterait de diminuer la valeur de D . Le seuil en énergie n'est donc pas un élément critique - mais les considérations de géométrie pourraient avoir une influence bien plus grande pour la détection des neutrinos de plus basses énergie, comme ceux, par exemple, émis lors de l'explosion d'une supernovae ($E_\nu \sim 10\text{MeV}$).

2.2 Résolution angulaire et géométrie

La résolution angulaire est évidemment liée à la granularité du détecteur en termes de photo-détecteurs dans le plan vertical (direction z , reliée à d), et dans le plan horizontal (plan $x - y$, reliée à D).

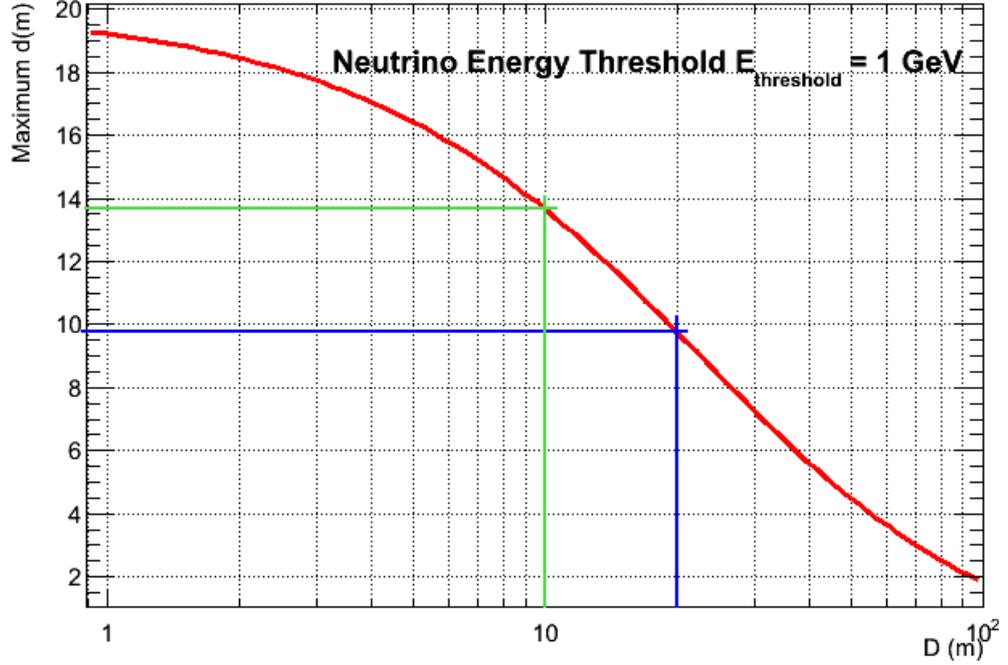


FIGURE 2.1 – Maximum inter-storey distance d as a function of the inter-string distance D to obtain $E_{\text{threshold}} \approx 1\text{ GeV}$ (neutrino energy).

2.2.1 Estimation de la résolution angulaire

Considérons une trace de longueur $\rho = R(E_\mu)$. En coordonnées sphériques, le point terminal de la trace peut être repéré de la manière suivante :

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \phi \sin \theta, \\ y &= \rho \sin \phi \sin \theta, \\ z &= \rho \cos \theta, \end{aligned}$$

expression dont on peut dériver $\cos \phi = \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}} \Rightarrow |d\phi| = \frac{\sin \phi [\sin \phi dx - \cos \phi dy]}{\rho \sin \theta}$, avec $dx = dy = D$. Finalement :

$$d\phi = \frac{D(\sin^2 \phi - \cos \phi \sin \phi)}{R(E_\mu) \sin \theta} \quad (2.5)$$

On notera que $\langle \sin^2 \phi \rangle = \frac{1}{2}$, et $\langle \sin \phi \cos \phi \rangle = 0$, pour $\phi \in [0, 2\pi]$.

$d \times D$ (m ²)	Limite pour $\Delta\Omega_{\text{reco}} < \Delta\Omega_{\text{kin}}$
30	8 GeV
60	18 GeV
120	35 GeV

TABLE 2.1 – Valeurs limites pour obtenir $\Delta\Omega_{\text{reco}} < \Delta\Omega_{\text{kin}}$ selon la géométrie.

De la même manière, $dz = d = \rho \sin \theta d\theta = R(E_\mu) \sin \theta d\theta$, ce qui donne un angle dans l'espace représentatif de la résolution angulaire :

$$\begin{aligned}
\Delta\Omega_{\text{reco}} &= \sin \theta d\theta d\phi \\
&= \frac{d}{R(E_\mu)} \frac{D(\sin^2 \phi - \cos \phi \sin \phi)}{R(E_\mu) \sin \theta} \\
&\approx \frac{dD}{R^2(E)} \times \frac{1}{2} \frac{\pi}{2} \text{ en moyennant sur } \theta, \phi
\end{aligned} \tag{2.6}$$

La résolution angulaire sur la direction du neutrino incident est liée à la cinématique de l'interaction $\Delta\theta \approx \frac{\theta_0}{\sqrt{E_{\text{GeV}}}}$, avec $\theta_0 \sim 15^\circ$. L'angle solide correspondant est donc $\Delta\Omega_{\text{cin}} = 2\pi(1 - \cos \Delta\theta)$. Les figures 2.2 et 2.3 montrent le rapport de $\Delta\Omega_{\text{reco}}$ et $\Delta\Omega_{\text{cin}}$ en fonction de l'énergie, pour plusieurs configurations, et la distance inter-étages maximale d_{max} pour obtenir $\Delta\Omega_{\text{reco}} < \Delta\Omega_{\text{cin}}$. La dispersion introduite par la reconstruction est toujours supérieure à la dispersion cinématique pour $E < 10\text{GeV}$, quelque soient les configurations considérées. Pour $D = 20\text{m}$, $d = 6\text{m}$, la reconstruction introduit une dispersion non négligeable par rapport à la cinématique jusqu'à 35 GeV, une limite qui descend à $\sim 20\text{GeV}$ pour $D = 10\text{m}$, et même $\sim 8\text{GeV}$ si d est réduit à 3m ². Les résultats sont résumés dans la table 2.1.

Les performances de la reconstruction pourraient donc être améliorées entre 10 et 20 GeV en réduisant $d \times D$ à ~ 60 au lieu de ~ 120 pour la configuration de référence actuelle, e.g. en divisant D par 2. Réduire d d'un facteur 2 pourraient encore les améliorer à basse énergie, pour obtenir $\Delta\Omega_{\text{reco}} < \Delta\Omega_{\text{cin}}$ jusqu'à $E \approx 8\text{GeV}$.

2. Pour conserver une dispersion angulaire due à la reconstruction inférieure à celle due à la cinématique sur tout l'intervalle, les distances inter-étages/inter-lignes doivent être réduites selon la relation $d \times D \approx 5$, qui n'est pas réalisable avec la géométrie en lignes actuellement considérée : elle impliquerait, par exemple pour $d = 1\text{m}$, une distance inter-ligne $D = 5\text{m}$.

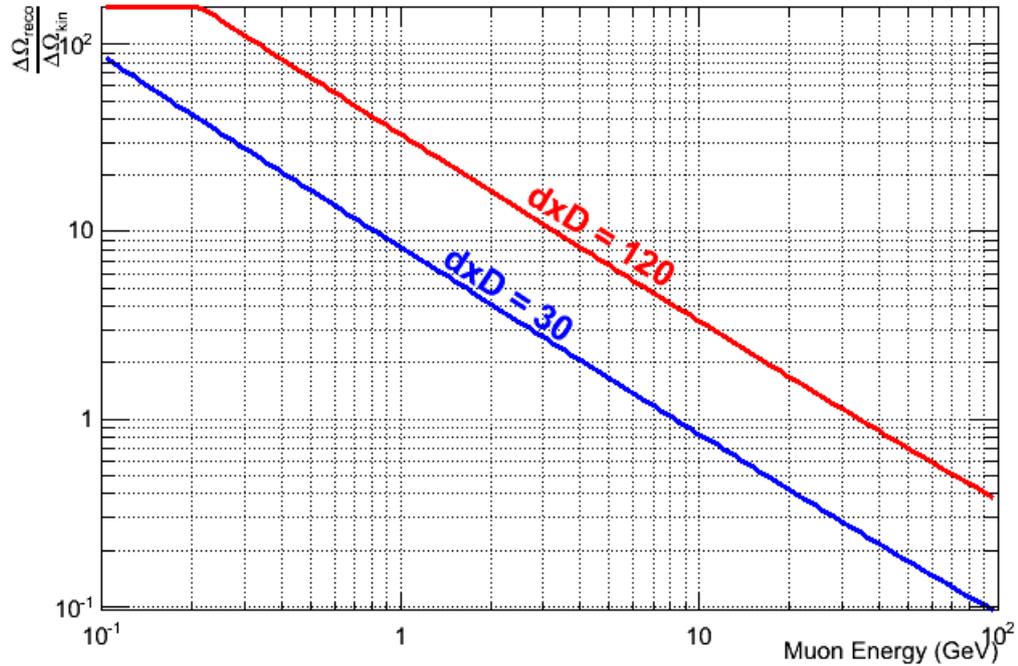


FIGURE 2.2 – Rapport des erreurs angulaires pour la reconstruction (angle entre la direction reconstruite et la direction réelle du muon) et la cinématique (angle entre le neutrino incident et le muon), avec $\Delta\Omega_{\text{reco}} \propto dD$, pour : $d \times D = 30$ (en bleu), et $d \times D = 120$ (rouge). $\Delta\Omega_{\text{reco}}$ est inférieure à $\Delta\Omega_{\text{cin}}$ à 8 GeV dans le premier cas, contre 35 GeV dans la configuration de référence.

2.2.2 Comparaison avec les études existantes

On définit souvent la résolution angulaire comme étant l'angle $\delta\alpha$ tel que $\Delta\Omega_{\text{reco}} = 2\pi(1 - \cos \delta\alpha)$. La figure 2.4 présente la contribution à la résolution totale $\Delta\Omega = \sqrt{\Delta\Omega_{\text{reco}}^2 + \Delta\Omega_{\text{cin}}^2}$ en fonction de l'énergie, pour $d \times D = 120$. Cela suggère que la résolution angulaire atteinte par les premières études de reconstruction (utilisant $d = 6\text{m}$ et $D = 20\text{m}$) représentées pour quelques énergies par les carrés rouges sur la même figure, sont proches des meilleures que l'on puisse atteindre : $\sim 5^\circ$ à 20GeV, $\sim 8^\circ$ à 10GeV, $\sim 15^\circ$ à 5GeV. Cette remarque confirme par la même que les lois d'échelle ici développées sont compatibles avec les études existantes basées sur des simulations Monte-Carlo complètes.

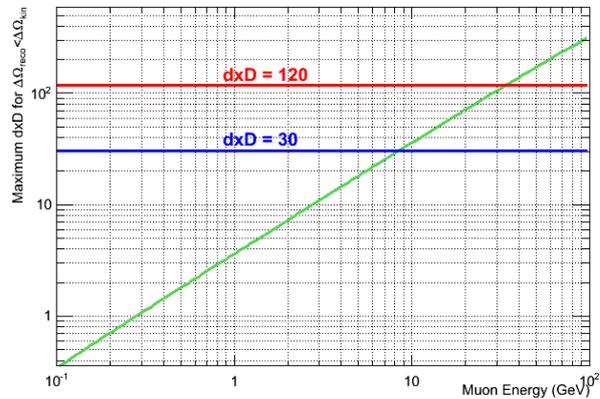


FIGURE 2.3 – Produit $d \times D$ maximum pour obtenir une dispersion angulaire due à la reconstruction inférieure à la dispersion intrinsèque due à la cinématique, en fonction de l'énergie, dans l'intervalle $E < 50\text{GeV}$.

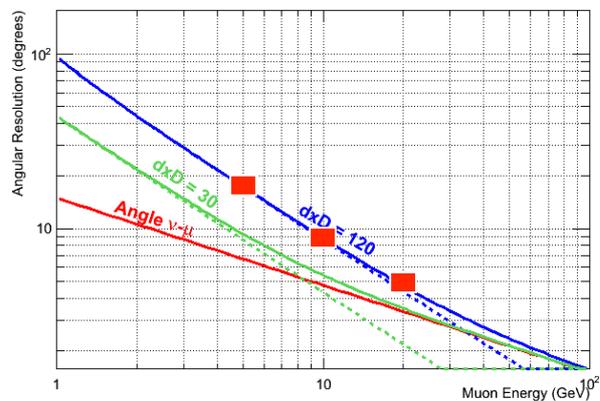


FIGURE 2.4 – Meilleure résolution angulaire attendue (en degrés) en fonction de l'énergie, pour $d \times D = 120$ (détecteur de référence, avec $d = 6\text{m}$ et $D = 20\text{m}$), et $d \times D = 30$ (configuration dense). Dans le premier cas, les estimations sont très proches des résolutions trouvées par des collègues de l'INFN (Catane) et du CPPM (en rouge). La dispersion introduite par la reconstruction est représentée dans chaque cas par les lignes en pointillés.

2.3 Résolution en énergie et géométrie

L'énergie du muon est en général reconstruite en estimant la perte d'énergie par unité de longueur de trace :

$$\frac{dE}{dx} = a + b \times E, \quad (2.7)$$

qui nécessite une mesure de la quantité totale de lumière dans le détecteur, proportionnelle aux pertes d'énergie du muon, et une mesure de la longueur de la trace $L_\mu \sim R(E_\mu)$ (pour une trace contenue ou traversante), qui est reliée à l'énergie à travers la portée de la particule : $R(E_\mu)$ $\frac{dE}{dx} \propto \frac{N_{\text{tot}}}{R(E_\mu)}$. La résolution en énergie peut donc être évaluée par :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta N_{\text{tot}}}{N_{\text{tot}}} + \frac{\Delta R(E)}{R(E)}. \quad (2.8)$$

Le premier terme implique qu'une bonne estimation du nombre total de photons émis est nécessaire - elle dépend de la granularité du télescope, et donc de d et D . Le second terme est relié quant à lui à l'estimation de la longueur de la trace.

En écrivant $R(E) = \rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, on obtient alors, avec $\Delta x = \Delta y = D$, et $\Delta z = d$:

$$\begin{aligned} \Delta R(E) &= \frac{(x+y)D + zd}{\rho} \\ &= D \sin \theta (\cos \phi + \sin \phi) + d \cos \theta \end{aligned} \quad (2.9)$$

d'où on déduit :

$$\left\langle \frac{\Delta R(E)}{R(E)} \right\rangle_{\theta, \phi=0} = \frac{2D + d}{\pi R(E)} \quad (2.10)$$

En moyennant sur ϕ , ce résultat devient $\left\langle \frac{\Delta R(E)}{R(E)} \right\rangle$, indépendant de D :

$$\left\langle \frac{\Delta R(E)}{R(E)} \right\rangle_{\theta, \phi} = \frac{2}{\pi} \frac{d}{R(E)}$$

On peut en extraire la résolution en énergie minimum de la manière suivante :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{\text{min}} \approx \left\langle \frac{\Delta R(E)}{R(E)} \right\rangle \propto \frac{d + D}{R(E)}. \quad (2.11)$$

C'est bien l'estimation de la longueur de la trace qui va être le facteur limitant ici, étant la plus sensible à l'énergie du muon dans l'intervalle

d (m)	$\frac{\Delta E}{E}$ (1GeV)	$\frac{\Delta E}{E}$ (5GeV)	$\frac{\Delta E}{E}$ (10GeV)	$\frac{\Delta E}{E}$ (20GeV)	$\frac{\Delta E}{E}$ (40GeV)
3	50%	10%	5%	2.5%	1.5%
6	100%	20%	10%	5%	3%
10	175%	35%	17%	8%	5%

TABLE 2.2 – Valeurs de $\frac{\Delta E}{E}$ en fonction de d.

1-10 GeV, où la courbe $\frac{dE}{dx}(E)$ varie peu. La précision sur cette longueur est directement reliée à la séparation des étages d et des lignes D, et en tout premier lieu à d, puisque le terme en D disparaît en moyennant sur ϕ .

Alors qu'une résolution en énergie de 15% peut être obtenue au-delà de 5 GeV, elle atteint 75% entre 1 et 5 GeV. La seule manière d'améliorer encore cette résolution « intrinsèque » est de réduire la distance d. Les tables suivantes résument ces résultats, pour $D = 20\text{m}$ (moyenne sur ϕ). Bien entendu, réduire D permettrait d'encore améliorer cette résolution. La table 2.2 résume ces différents résultats pour différentes valeurs de d.

Dans le meilleur des cas, pour $(d + D) = 26\text{m}$, une résolution meilleure que 15% peut être espérée pour $E > 7.5\text{GeV}$, mais elle atteint 100% dans l'intervalle 1-5 GeV. Pour $(d + D) = 13\text{m}$, la résolution descend en-dessous de 15% dès 3.5 GeV, avant de remonter à 50% à 1 GeV.

2.4 Volume effectif et géométrie

Pour déterminer le comportement du volume effectif (autrement dit, le volume dans lequel toute interaction de neutrino serait détectée) en fonction des dimensions du télescope, il est important de définir la situation limite de détection : la distance du muon le plus éloigné du centre de l'instrument qui pourrait être détecté dans une configuration donnée en fonction de l'énergie. On considèrera donc ici un muon se propageant à l'extérieur du volume instrumenté, contrairement aux sections précédentes.

En-dessous de 10GeV, la portée du muon varie entre $\sim 4\text{m}$ (à 1 GeV) et $\sim 40\text{m}$ (à 10 GeV). Le nombre minimum de lignes touchées par des photons Cherenkov requis pour que la reconstruction de la trace soit possible est $n_{\text{hit}}^{\text{hit}} \gtrsim 2$. Pour optimiser le volume effectif en-dessous de 10 GeV, il faut donc $D \lesssim 20\text{m}$. Le même argument peut être appliqué en

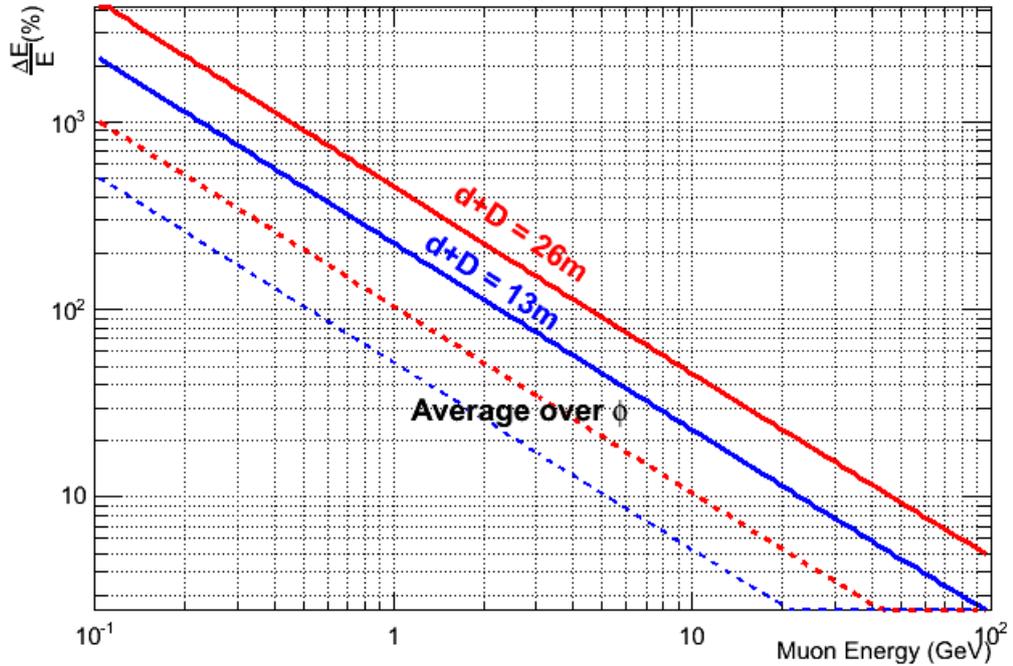


FIGURE 2.5 – Meilleure résolution en énergie attendue en fonction de l'énergie (du muon), pour $d + D = 26$ (configuration de référence), et $d + D = 13$ m, ainsi que la résolution moyenne dans chaque cas, obtenue en moyennant sur ϕ .

utilisant le nombre minimum d'étages recevant de la lumière $n_s^{\text{hit}} \approx 3$, ce qui implique $d \lesssim 10$ m.

On peut donc en conclure qu'en-dessous de 10 GeV, le volume effectif sera maximum pour $d < 10$ m et $D \lesssim 20$ m. Par exemple, une géométrie avec $d \approx 5$ m bénéficiera d'un volume effectif plus important qu'une configuration avec $d \gtrsim 10$ m. De la même manière, $D = 20$ m permettra d'atteindre un volume effectif plus important que, e.g., $D = 40$ m.

2.4.1 Evaluer le volume effectif pour d ou D fixée

Il est possible d'estimer ce volume effectif en calculant la distance r_{max} pour laquelle $N_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{min}}}{n_l}$, où n_l est le nombre de lignes touchées, pour une trace verticale non-contenue (à l'extérieur du volume instru-

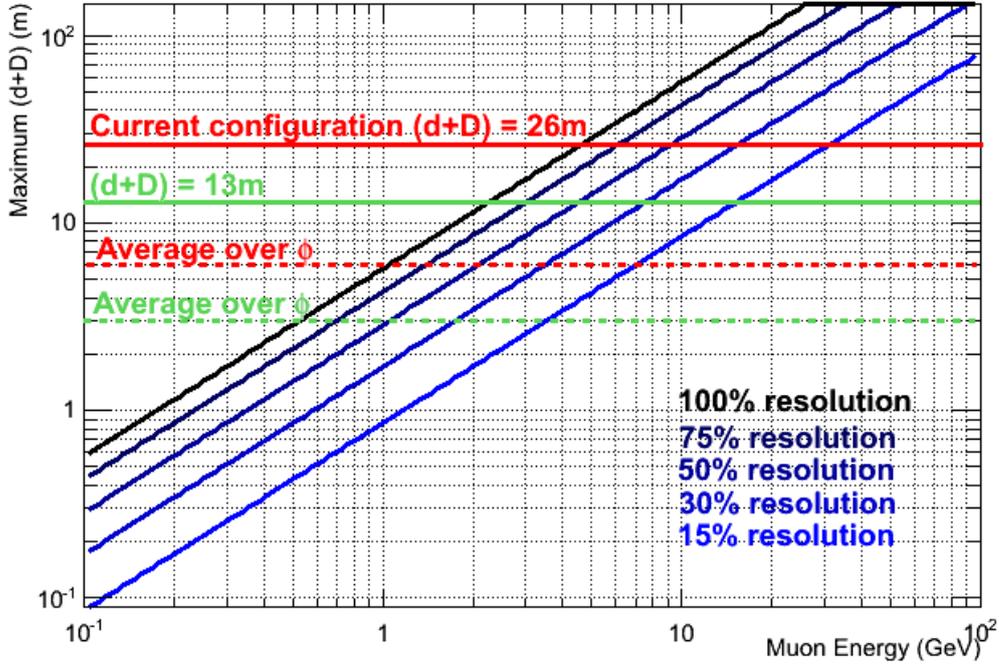


FIGURE 2.6 – Valeur maximale de $(d + D)$ pour atteindre une résolution en énergie de 15% à 100% sur l'énergie du muon en fonction de E .

menté) :

$$N_{\text{tot}} = \frac{R(E)}{d} \frac{N_* A}{r_{\text{max}}} \sin \theta_C e^{-r_{\text{max}}/\sin \theta_C L} = \frac{N_{\text{min}}}{n_l} \quad (2.12)$$

Dans la configuration $D \lesssim 25\text{m}$, au moins $n_l = 4$ lignes seront touchées, mais seulement 1 ligne le sera si $D \gtrsim 25\text{m}$, avec à chaque fois au moins 4 étages ($d < 25\text{m}$). $D \approx 25\text{m}$ est la limite pour laquelle $\frac{\Delta N}{N} \approx 10\%$ à une distance $r \approx 2 \times L$ (qui correspond à environ $\approx 0.3\text{pe}$ détecté pour un module optique) : cela implique que si une ligne est touchée avec un signal de l'ordre de 0.3pe , au moins 3 lignes adjacentes auront reçues un nombre de photons du même ordre de grandeur.

Il a été montré que, dans ce cas, $r_{\text{max}} \propto R(E)E^{-3/4}d^{-1/4}$, comme on peut le voir sur la figure 2.8. Le même argument peut être appliqué à des traces horizontales au-dessus/au-dessous du détecteur pour estimer le volume effectif en fonction de D . Le volume effectif obtenu en fonction de l'énergie du neutrino ($E_\nu \approx 5 \times E_\mu$) est représentée sur la figure 2.9 pour $d = 5\text{m}$, $D = 20\text{m}$, ajusté avec les premiers résultats obtenus par le

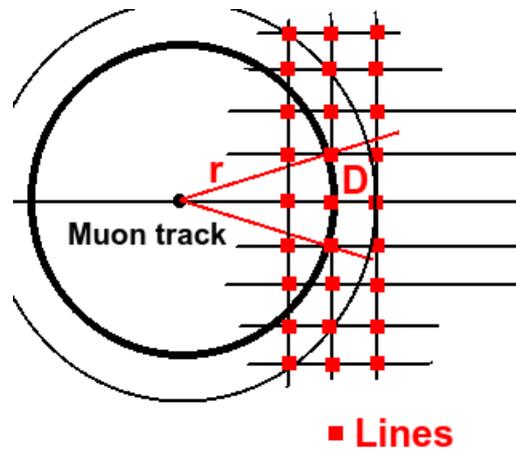


FIGURE 2.7 – Cas limite pour la détection d’une trace avec 1 ou plusieurs lignes. Ici, avec $r = r_{\max}$, 3 lignes sont touchées. Le nombre de lignes détectant de la lumière est $\propto D^{-2}$.

groupe de l’INFN/Catane (dans notre étude, seul le comportement global du volume en fonction de l’énergie et des distances caractéristiques, peut être obtenu, à un facteur de normalisation près) : l’évolution avec l’énergie des résultats analytiques d’échelle et des simulations sont tout à fait comparables sur tout l’intervalle d’énergie considéré 1-100 GeV.

2.4.2 Lois d’échelles

Des lois d’échelles seront ici utiliser pour estimer le rapport des volumes effectifs entre différentes configurations de détecteur. Le volume instrumenté est quant à lui proportionnelle à $D^2 \times d$.

Volume effectif et distance entre étages d

Considérons le cas, illustratif, $d_1 = 5\text{m}$ et $d_2 = 10\text{m}$. Pour une trace de muon verticale à l’extérieur du volume instrumenté, deux étages peuvent être touchés pour $d = d_1$ à $E \sim 1\text{GeV}$ où $R(E) \sim 5\text{m}$, tandis que seulement un étage le sera si $d = d_2 = 2 \times d_1 \approx 2 \times R(1\text{GeV})$. On peut naturellement en conclure que le rapport des volumes effectifs sera $\rho_{12} = \frac{V_1}{V_2} \approx 2$ à basse énergie.

A haute énergie, la portée du muon est supérieure à la hauteur des lignes dans chaque cas ; le rapport ρ_{12} va donc tendre vers $\rho_{12} \approx 0.5$, qui est la fraction du parcours du muon couverte par les lignes dans chaque

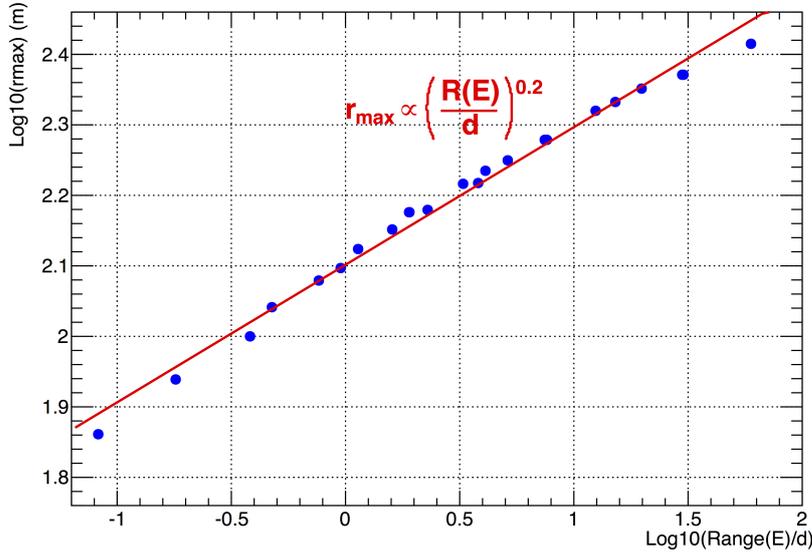


FIGURE 2.8 – Volume effectif estimé pour $d = 5\text{m}$, $D = 20\text{m}$, en fonction de l'énergie du neutrino, ainsi que les premières estimations obtenues par le groupe de Catane (INFN) (points bleus, simulations). La constante de proportionnalité des estimations analytiques présentées ici est ajustée sur les résultats de simulations.

cas. C'est aussi le rapport des volumes instrumentés. Les volumes effectifs seront similaires $\rho_{12} = 1$ lorsque la fraction de parcours du muon est égale i.e. pour $E \approx 10 - 15\text{GeV}$.

Le même comportement peut être attendu si d est diminuée de $d_1 = 6\text{m}$ à $d_2 = 3\text{m}$, avec $\rho_{12} = 1$ entre 10 et 15 GeV³, $\rho_{12} \approx 2$ à basse énergie, et $\rho_{12} \approx 0.5$ aux plus hautes énergies (50 GeV). Ces valeurs sont tout à fait comparables aux premiers résultats obtenus par le groupe de l'INFN Catane, comme on peut le voir sur la figure 2.10.

Volume effectif et distance inter-lignes D

Pour une trace de muon verticale à l'extérieur du volume instrumenté, le nombre de lignes touchés par les photons Cherenkov dépend de la séparation des lignes : des lignes plus proches entraîne un plus

3. $E = 10\text{GeV}$ donne un nombre identique d'étages touchés dans les 2 cas, tandis que $E \approx 15\text{GeV}$ donne $R(E) \approx 60\text{m}$, ce qui implique $R(E) = H_1 = 20 \times 3\text{m}$ la hauteur de chaque ligne si $d = d_1$

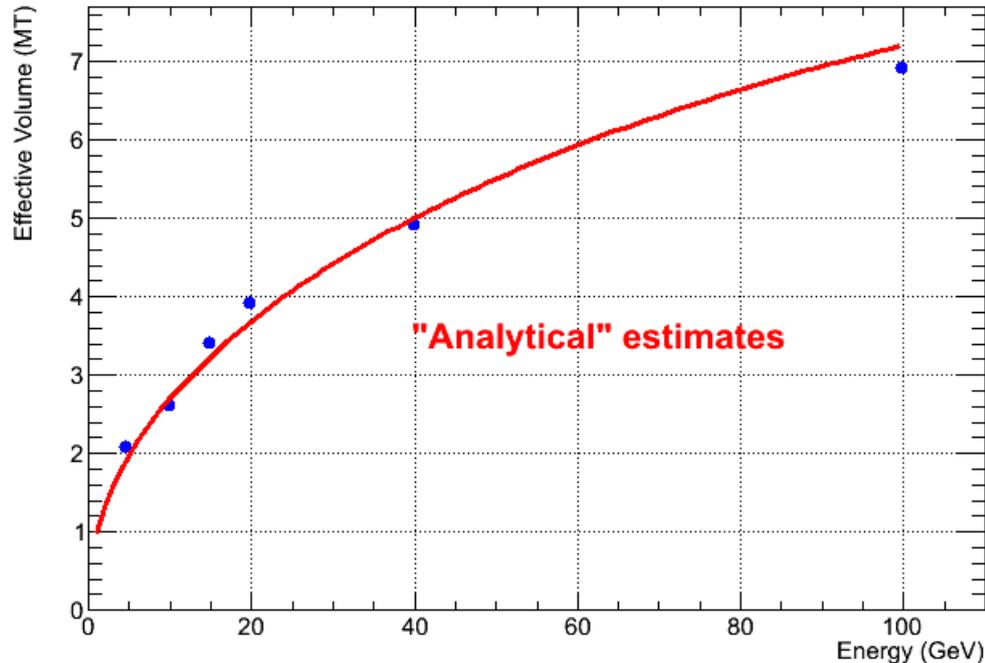


FIGURE 2.9 – Volume effectif estimé pour $d = 5\text{m}$, $D = 20\text{m}$, en fonction de l'énergie du neutrino, ainsi que les premières estimations obtenues par le groupe de Catane (INFN) (points bleus, simulations). La constante de proportionnalité des estimations analytiques présentées ici est ajustée sur les résultats de simulations.

grand nombre de lignes recevant de la lumière en provenance de la trace.

A basse énergie, le nombre de lignes touchées est donc $\propto \frac{1}{D^2}$: à une distance r donnée de la trace, le nombre de lignes est $\propto \frac{r^2}{D^2}$. Le rapport des volumes effectifs ρ_{12} vérifie donc $\rho_{12} \propto (D_2/D_1)^2 \approx 4$ si $D_1 = D_2/2$.

A plus haute énergie ($E \approx 50 - 100\text{GeV}$), la situation est tout à fait comparable : ce qui importe est le nombre de lignes touchées pour une trace horizontale au-dessus du volume instrumenté (par exemple), qui est $\propto D$. Dans ce cas, $\rho_{12} \propto D$, et on peut en déduire $\rho_{12} \approx 0.5$ à $E \sim 50\text{ GeV}$, tandis que le rapport des volumes instrumentés est $(D_1/D_2)^2 = 0.25$ si $D_1 = D_2/2$. L'égalité $\rho_{12} = 1$ interviendra autour de $E \approx 10 - 15\text{ GeV}$, pour $D_1 = 20\text{m}$ et $D_2 = 40\text{m}$, avec les mêmes arguments que précédemment.

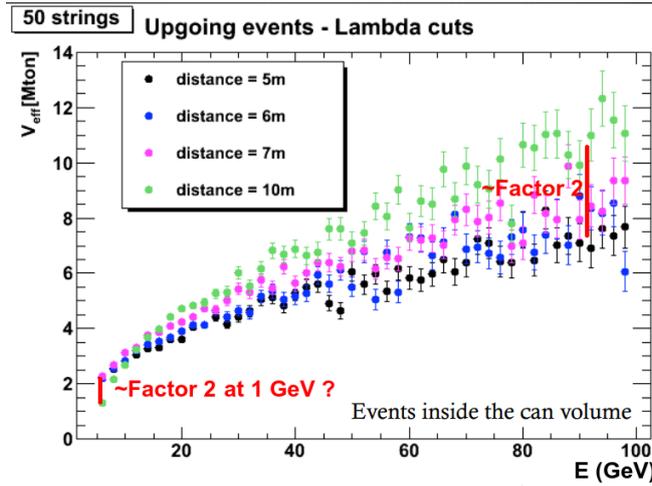


FIGURE 2.10 – Premières estimations du Volume Effectif en fonction de l'énergie pour différentes distances inter-étages d .

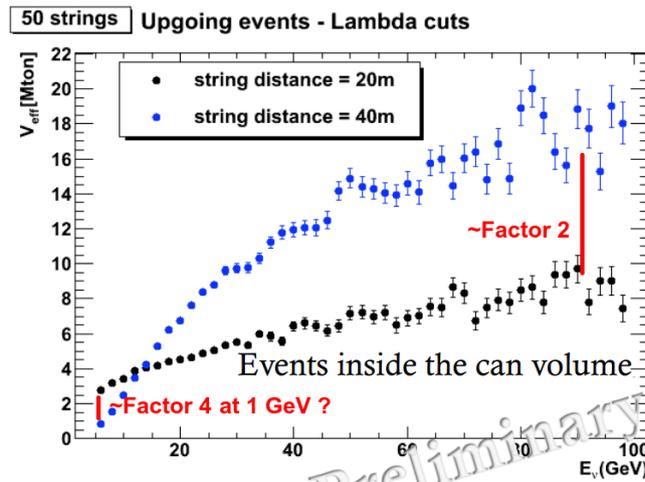


FIGURE 2.11 – Premières estimations du Volume Effectif en fonction de l'énergie pour différentes distances inter-lignes D .

Finalement, si $D_1 = 10\text{m}$, et $D_2 = 20\text{m}$, l'égalité interviendra pour $E \approx 15\text{GeV}$: les volumes effectifs seront tels que $V_1 > V_2$ entre 1 et 15 GeV, énergie au-delà de laquelle $V_1 < V_2$ pour atteindre $V_1/V_2 \approx 0.5$ autour de 50 GeV, tandis que le rapport des volumes instrumentés est $(D_1/D_2)^2 = 0.25$ si $D_1 = D_2/2$. Là encore, ces observations sont compatibles avec les premiers résultats obtenus par les premières estimations du groupe de Catane, comme le montre la figure 2.11.

Conclusions

Finalement, si d et D sont toutes deux divisées par 2, e.g. si $d = 3\text{m}$ (au lieu de $d = 6\text{m}$) et $D = 10\text{m}$ (au lieu de $D = 20\text{m}$), le gain en volume effectif pour $E \lesssim 10 - 15\text{GeV}$ devrait atteindre un facteur 8 à $E \approx 1\text{GeV}$. Au-delà de cette énergie, le volume effectif sera divisé par un facteur 4 à $E = 50\text{GeV}$, un facteur 2 provenant de la réduction de d (diminution du volume instrumenté), et un facteur 2 supplémentaire provenant de la réduction de D , tandis que le volume instrumenté sera, quant à lui, divisé par 8.

Terminons par une comparaison entre la géométrie de référence (avec $d = 6\text{m}$) et une géométrie dans laquelle d est multipliée par 2 $d = 12\text{m}$. De récentes études ont montré qu'évidemment, une variation de d multiplie le volume effectif à haute énergie (20 GeV) par le même facteur. On s'attend donc à une variation d'un facteur 2 de ce volume en multipliant d par 2. On s'attend aussi, en utilisant les arguments développés dans ce chapitre, à une égalité des volumes effectifs autour de 5 GeV. A plus basse énergie, les mêmes arguments nous amènent à penser que le volume doit être réduit d'un facteur 2. La figure 2.12, produite à partir de présentations récentes, montre qu'à plus basse énergie, le rapport des volumes effectifs dans ces 2 configurations semble diminuer d'un facteur bien plus important, de l'ordre de 4-5. Cette forte diminution pourrait être due au seuil en énergie atteignable par le télescope, évoquée en tout début de chapitre : une distance inter-ligne $d = 12\text{m}$ ne permet pas d'imager convenablement les traces aussi courtes dans la zone 1 – 3 GeV.

2.5 Perspectives

Ces résultats, reposant sur des considérations purement analytiques et de physiques simples, ont vocation à être confrontés aux simulations. Ils fournissent un guide et un point de vue complémentaire dans le choix de la géométrie définitive d'ORCA. Des simulations complètes, rassemblant des milliers de modules optiques progressivement masqués pour obtenir la configuration souhaitée, sont encore à en cours de réalisation, et ont pour objectif d'évaluer les performances (résolution angulaire, en énergie, volume effectif, sensibilité à la hiérarchie de masse des neutrinos) des différentes géométries.

Ce chapitre a montré qu'un détecteur dense, avec $d = 3\text{m}$ au lieu de $d = 6\text{m}$ entre étages, et avec $D = 10\text{m}$ plutôt que $D = 20\text{m}$ entre lignes,

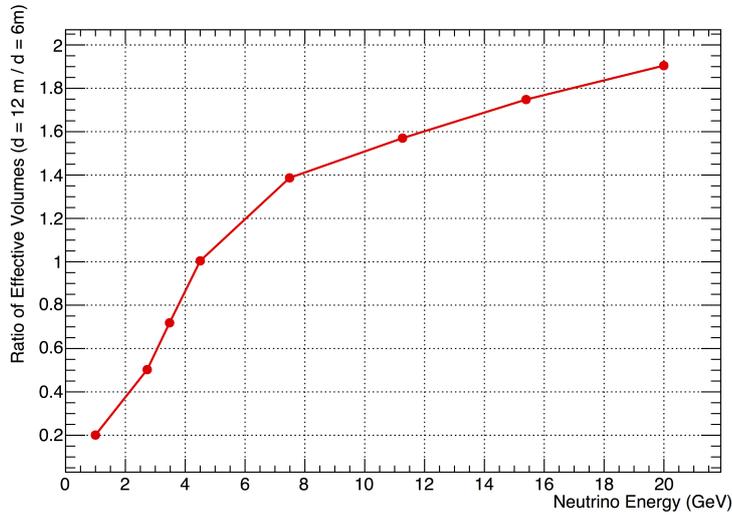


FIGURE 2.12 – Rapport des volumes effectifs (au niveau du déclenchement) pour $d = 12\text{m}$ et $d = 6\text{m}$.

permettrait d'obtenir :

1. un volume effectif plus important dans la région de basse énergie 1-15 GeV, la plus importante pour la détermination de la hiérarchie de masse, à cause de la meilleure détection des traces plus courtes de basses énergies ;
2. une meilleure résolution en énergie : $\frac{\Delta E}{E} < 100\%$ jusqu'à environ 2 GeV, au lieu de 5 GeV pour la géométrie de référence ;
3. une meilleure résolution angulaire : l'angle d'erreur est dominé par la cinématique jusqu'à 8 GeV au lieu de 30 GeV pour la configuration de référence.
4. une dégradation du volume effectif à haute énergie, dans un rapport ≈ 4 alors que le volume instrumenté est quant à lui divisé par 8 : cette dégradation peut être compensée en augmentant par exemple le nombre de modules optiques par lignes, qui améliorerait par ailleurs encore d'avantage le volume effectif à basse énergie.

Ces prévisions sont appuyées par des comparaisons avec les premières analyses réalisées dans le cadre de l'étude de faisabilité d'ORCA. Bien entendu, ces études focalisées sur les traces de muons, produites par les neutrinos muoniques, doivent être maintenant généralisées au cascade

engendré par l'interaction, en particulier, de neutrinos électroniques. Ces prédictions pour les muons doivent être confirmées par des simulations dans lesquelles les distances inter-lignes et inter-étages seraient réduites - simulations qui, actuellement, se focalisent toutes sur une augmentation de ces distances caractéristiques, pour augmenter le volume effectif à haute énergie. Enfin, l'effet d'une augmentation du volume effectif à basse énergie et d'une réduction à haute énergie sur la sensibilité en la hiérarchie de masse doivent être étudiés. Notons pour finir que l'un des paramètres importants est aussi le nombre total de neutrinos détectés à partir de la définition du volume effectif et l'allure du spectre atmosphérique qu'on peut voir sur la figure 2.13 :

$$N_{\text{tot}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi(E) \times V_{\text{eff}}(E) dE \quad (2.13)$$

qui doit être maximisé entre 1 et 20 GeV, là où les effets de matière sont les plus importants. Il faut combiner à cela, comme qu'on peut le voir sur la figure 2.13, que même si les flux de ν_{μ} , ν_e dépendent faiblement de E_{ν} dans cet intervalle d'énergie, ce n'est pas le cas du rapport ν_{μ}/ν_e . C'est la prise en compte de tous ces effets, et donc une étude complète en simulations, qui pourra au final évaluer le potentiel d'une géométrie différente, en particulier ultra-dense où toutes les distances caractéristiques sont divisées par 2, quant à la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos. De telles géométries sont à l'étude à l'IPHC.

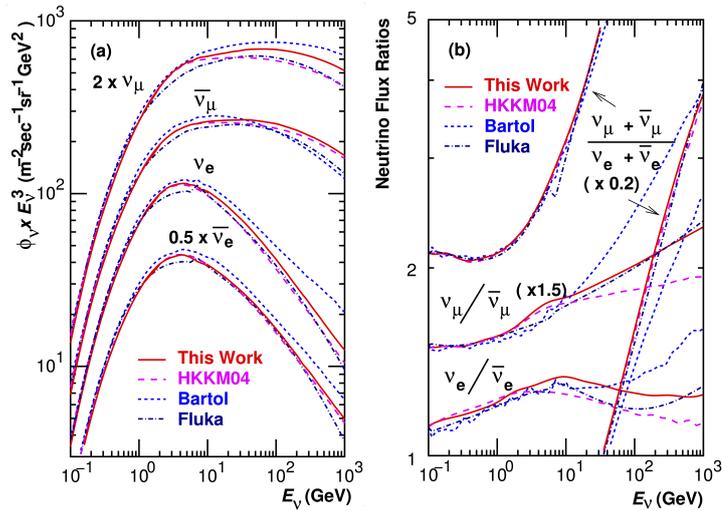


FIGURE 2.13 – Spectre des neutrinos atmosphériques : valeurs absolues (à gauche) et rapports de saveurs (à droite).

Cette étude de faisabilité en est aujourd'hui à sa phase finale, la lettre d'intention en cours de rédaction. Les études du genre de celle présentée ici permettent, sans besoin de simulations gourmandes en temps de calcul, et difficiles à mettre en place, d'avoir des estimations assez précises des performances que l'on peut attendre d'un télescope de géométrie donnée. D'un genre comparable est l'étude menée sur les limites intrinsèques aux performances d'un télescope dues aux fluctuations dans les interactions des particules considérées [Hofestädt et al., 2015].

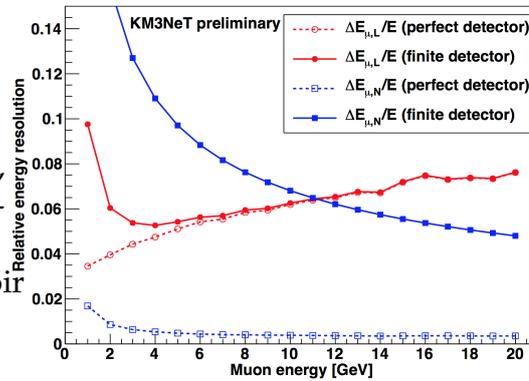


FIGURE 2.14 – Limites sur la résolution en énergie relative à l'énergie du muon, en fonction de son énergie, par deux méthodes différentes : la portée du muon (en rouge), et la quantité totale de lumière (en bleu).

Elle indique que ces limitations pour les traces de muons et les cascades électromagnétiques sont négligeables devant celles introduites par les cascades hadroniques - où les fluctuations sur la positions du vertex influencent fortement la résolution en énergie, alors que c'est le nombre fini et réduit de photons détectés qui influence le plus la résolution angulaire. Les résultats obtenus pour la résolution en énergie muonique est ainsi représentée sur la figure 2.14, tirée de [Hofestädt et al., 2015].

Pour un télescope multi-sites du MeV au PeV

CONCLURE N'EST JAMAIS CHOSE FACILE : les études présentées ici ne sont pas figées dans le temps et sont en permanence remises en question par de nouvelles idées, de nouveaux points de vue ou de nouveaux instruments permettant de les affiner grâce à leurs nouvelles données.

C'est tout particulièrement le cas de l'étude liée à la bioluminescence, qu'il faut remettre en perspective avec l'opération, depuis 2013, d'un DOM déployé sur le site d'ANTARES, et d'une unité de détection composée de 3 DOMs sur le site italien. Mes activités ne m'ont pas permis de m'y consacrer pour le moment, mais l'analyse des données prises avec ces nouveaux instruments fait bien entendu partie de mes projets à court terme, dans le but là encore d'en extraire des informations sur la bioluminescence.

C'est aussi le cas de GWHEN : fin 2015 sera opérationnel l'interféromètre ADVANCED LIGO, suivi par ADVANCED VIRGO en 2016, détecteurs qui permettront d'augmenter le volume d'univers sondé et de peut-être contraindre pour la première fois, grâce aux coïncidences avec ANTARES et/ou son homologue de plus grande taille ARCA, la fraction d'effondrements gravitationnels suivis de la production d'un jet relativiste de matière source de neutrinos de haute énergie. La mise en place de ces coïncidences fait l'objet de discussion avec nos collègues d'ICECUBE et d'études de différents modèles de production qui ne sont pas mentionnées ici.

Enfin, l'étude de faisabilité d'ORCA est encore en cours, et certaines géométries n'ont pas été explorées, en particulier les plus denses. Certaines de ces pistes sont explorées actuellement à l'IPHC. Ces configurations, couplées à certains développements technologiques, permettraient au réseau de télescopes KM3NET d'être potentiellement sensibles à des neutrinos du MeV (avec ORCA) jusqu'à l'EeV (avec ARCA), les neutrinos d'ultra-haute énergie étant détectables en recherchant des événements très énergétiques descendants. Les neutrinos du MeV, par ailleurs, don-

nerait la possibilité à ORCA de déterminer non seulement la hiérarchie de masse des neutrinos, mais aussi leur échelle absolue de masse absolue lors de la prochaine supernova galactique ou des galaxies les plus proches. Ce court chapitre a pour but de donner quelques pistes de futures recherches.

1 Bioluminescence avec KM3NeT

Certains des résultats importants du chapitre 1 sont rappelés sur la figure 2.15. Les données de la PSL (voir figure 1.17) ont mis en évidence deux contributions distinctes à la bioluminescence, que l'on a pu attribuer soit à l'excitation autour de la sphère, soit par le cylindre du LCM contenant l'électronique. Les données de la MILOM, quant à elle, ont montré que la présence du LCM permet de mettre en évidence une nouvelle population de plancton, avec un seuil moyen d'excitation correspondant à un cisaillement $\tau \sim 1\text{N/m}^2$, qui n'est pas visible lorsque le module n'est pas dans le sillage du LCM. Ceci est rappelé sur la figure 2.16 (voir aussi la figure 1.24).

Il faut rapprocher ces observations des récentes études qui ont été menées en utilisant d'une part le prototype de DOM (*Pre-Production Module DOM*, ou PPM-DOM déployé sur le site français d'ANTARES [KM3NeT, 2014], et, d'autre part, celles réalisées grâce aux 3 DOM composant la ligne prototype PPM-DU déployé sur le site italien [KM3NeT, 2015].

Les taux de comptage obtenus avec le PPM-DOM sont représentés sur la figure 2.17 en fonction des angles θ, ϕ définis sur cette même figure : les petits angles θ et $\phi \approx 0^\circ$ pointent vers la direction du cylindre contenant l'électronique ; pour ces directions, la bioluminescence est plus importante, confirmant une stimulation différente autour de la structure cylindrique.

La figure 2.18, à droite, représente les taux de comptage mesurés avec l'un des 31 photomultiplicateurs composant le DOM 1 de la PPM-DU. Notons que la PPM-DU a une structure très proche de la configuration finale d'une ligne KM3NeT : la structure porteuse consiste en de minces câbles cylindriques. La figure montre aussi la manière dont est calculée la ligne de base, représentant en moyenne la composante non-stimulée de bioluminescence, à partir de l'ajustement d'une Gaussienne. Le taux de flashes (défini ici comme étant la fraction des données avec un taux de comptage $R/\text{Ligne de Base} > 3 - 4\sigma$, avec σ la largeur de la Gaussienne ajustée pour calculer la ligne de base) calculé pour chaque photomultiplicateurs est montré sur la même figure, à droite, pour le

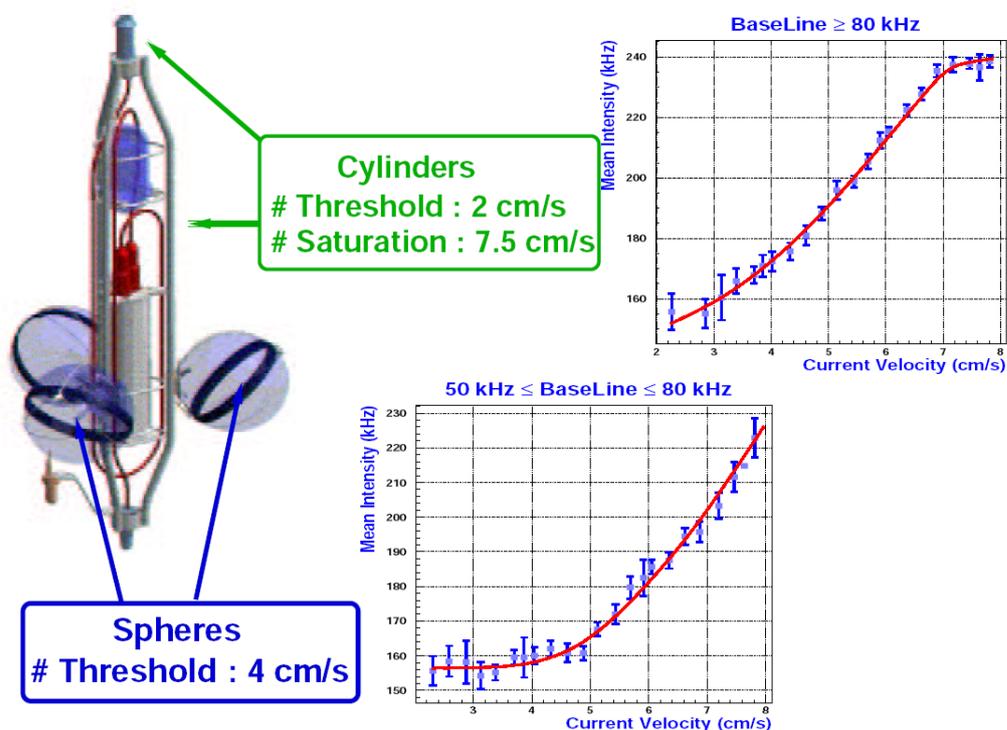


FIGURE 2.15 – Intensités en fonction de la vitesse du courant (résultats PSL).

DOM 1 : il est constant en moyenne, et faible, quelque soit la position du détecteur dans le module optique. Sans structure cylindrique stimulant la bioluminescence, les taux de comptage restent faibles.

L'image n'est cependant pas complète : les taux mesurés sont des taux moyens, et des études de corrélation avec le courant, sa vitesse et sa direction par rapport à l'orientation de chaque DOM, doivent être réalisées, pour obtenir une vision dynamique de la bioluminescence dans le télescope KM3NET. Comme on l'a vu dans le chapitre 1, la lumière est émise à des endroits bien spécifiques autour de la sphère, qui dépendent de la vitesse et de la direction du courant. Avoir une connaissance précise de la structure spatio-temporelle de la bioluminescence permettrait, par exemple, de prédire quels sont les photomultiplicateurs qui devraient à un instant donné enregistrer des taux de comptage plus importants, information qui pourrait être prise en compte dans les algorithmes de déclenchement. Une telle étude aurait pu être menée dès aujourd'hui grâce au PPM-DOM situé près d'ANTARES, en utilisant les enregistrements des instruments environnementaux portés par la ligne

instrumentée IL12, sur laquelle est monté le PPM-DOM - comme on le voit sur la figure 2.21. Malheureusement la Ligne Instrumentée n'est plus opérationnelle depuis Septembre 2014, à cause de problèmes sur la boîte de jonction correspondante.

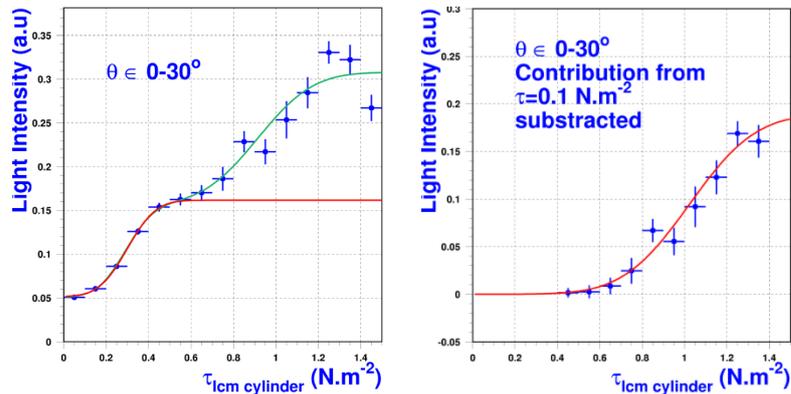


FIGURE 2.16 – A gauche : données MILOM, Intensité en fonction du cisaillement, en supposant une stimulation par un cylindre, lorsque le module optique « voit » le cylindre du LCM. A droite : une fois la contribution à bas cisaillement soustraite.

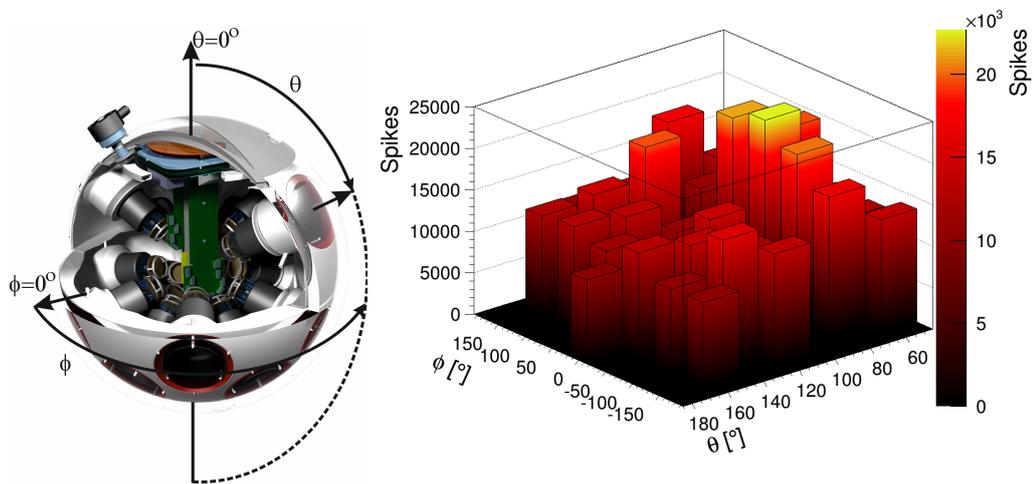


FIGURE 2.17 – A gauche : vue d'un DOM avec définition de θ , ϕ sur le prototype. A droite : taux de comptages mesurés en fonction de θ , ϕ .

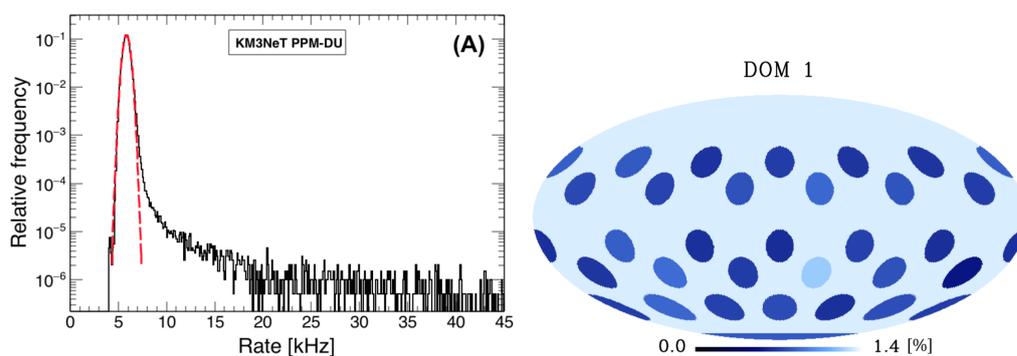


FIGURE 2.18 – A gauche : taux de comptage pour un des photomultiplicateurs du DOM 1 de la PPM-DU. A droite : taux de flashes pour chacun des photomultiplicateurs du DOM1.

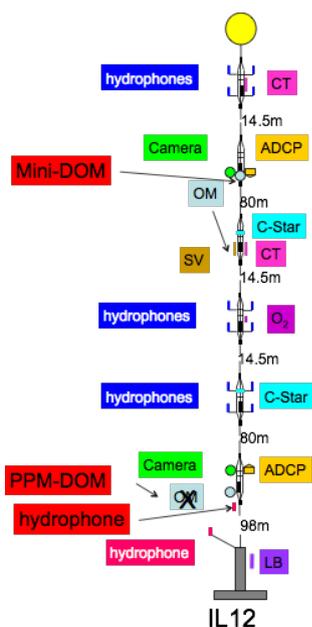


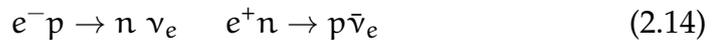
FIGURE 2.19 – Vue d'ensemble des instruments portés par la Ligne Instrumentée IL12, avec : CSTAR (mesure de la transmission de la lumière), CT (Conductivité-Température), SV (vitesse du son), ADCP (mesure du courant).

2 Supernovae du MeV au TeV avec ORCA/ARCA

Les neutrinos de supernovae sont un objet d'étude à la fois pour ORCA, aux énergies intermédiaires du GeV voire à plus basse énergie, et pour ARCA, à haute énergie (TeV-PeV), en particulier à travers leur intime relation avec les sursauts gammas [[Ando and Beacom, 2005](#)].

2.1 Neutrinos du MeV au GeV

La modélisation des supernovae est chose compliquée et en perpétuelle évolution mais le rôle critique des neutrinos dans le transport de l'énergie, pour aboutir à l'explosion de l'étoile, est généralement reconnu. Dans le mécanisme « neutrino-driven », l'explosion est assistée par la déposition d'énergie due à une émission intense de neutrinos. Dans ce modèle, on distingue une phase d'accrétion, très brève, pendant laquelle la matière est rapidement accrétée par la proto-étoile à neutrons, suivie d'une phase liée au refroidissement de la proto-étoile à neutrons, relâchant près de 90% de l'énergie totale en neutrino. C'est la présence abondante de nucléons et d'un plasma quasi-thermique de $e + e^-$ qui permet la production de neutrinos :



Ces neutrinos transfèrent à l'étoile une fraction $\sim 10\%$ de leur énergie, qui permet le ravivement du choc, et l'explosion. Les neutrinos produits lors de ces 2 phases peuvent être observés dans des détecteurs essentiellement grâce à la réaction beta-inverse sur des protons :



Neutrinos du MeV dans Orca

La configuration actuelle d'ORCA est, on l'a vu, plus dense que celle d'ARCA : une distance inter-ligne de l'ordre de $D = 20\text{m}$, et une distance inter-étages $d = 6\text{m}$. Comme il a été montré au chapitre 2, une géométrie plus dense, quitte à revoir la structure des lignes ou à augmenter le nombre de modules optiques, permettrait d'améliorer les résolutions angulaires et en énergie à plus basse énergie. Elle permettrait aussi d'améliorer la sensibilité à la lumière Cherenkov induite par les positrons créés par l'interaction des $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur.

Ainsi, j'ai récemment initié une étude basée sur le modèle de supernova accrétion/refroidissement déjà mentionné, en particulier celui présenté dans [Pagliaroli et al., 2009], où le flux d'anti-neutrinos est paramétré de la manière suivante :

$$\Phi_{\bar{\nu}_e}(t) = f_r(t)\Phi_a(t) + [1 - f_0(t)] \Phi_c(t - \tau_a), \quad (2.16)$$

où $\Phi_a(t)$, $\Phi_c(t - \tau_a)$ sont respectivement les flux dus aux phases d'accrétion/de refroidissement, la première ayant une durée $\tau_a \approx 0.5$ s. La fonction $f_0(t) \approx 1 - e^{-(t/\tau_a)^2}$ assure la transition entre les 2 phases, tandis que $f_r(t)$ décrit le temps de montée de l'émission neutrino, qui dépend de la vitesse du choc. Ce modèle comprend ainsi 7 paramètres : la masse initiale accrétée et sa température, le temps caractéristique τ_a et le temps de montée pour l'accrétion ; le rayon de la neutrinosphère, son temps caractéristique, la température initiale des anti-neutrinos, pour le refroidissement. Ce modèle a l'avantage de bien reproduire les événements observés lors de l'explosion de la Supernova SN1987 par Kamiokande-II et IMB. Les spectres d'émission en fonction du temps sont montrés sur la figure 2.20 [Pagliaroli et al., 2009].

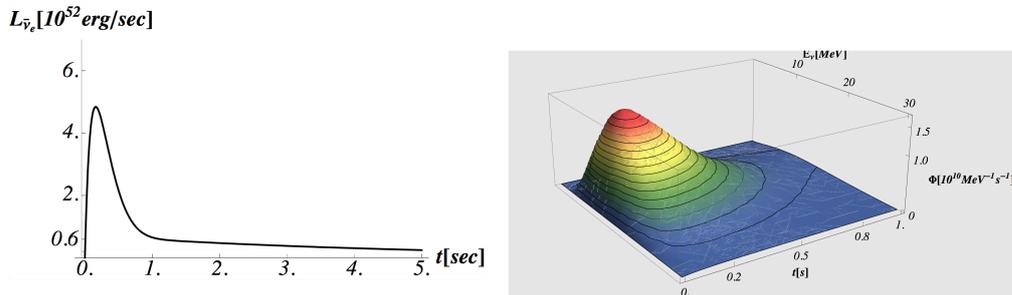


FIGURE 2.20 – A gauche : luminosité total en anti-neutrinos pour une supernovae à 20 kpc. Flux d'anti-neutrinos électrons pour une supernova à 10 kpc.

Pour un détecteur de 115 lignes contenant 2070 modules optiques, en incorporant l'absorption et la diffusion dans la propagation de la lumière, les taux de comptages obtenus pour l'ensemble du télescope sont montrés sur la figure 2.22, pour la géométrie de référence ou une géométrie plus dense. Le volume instrumenté étant plus restreint, le nombre total de photons détectés est réduit d'un facteur correspondant à la réduction de volume. Mais lorsque l'on ajoute une condition liée à la multiplicité, c'est-à-dire le nombre de photomultiplicateurs dans un

DOM détectant de la lumière dans une fenêtre en temps réduite compatible avec la détection de photons provenant du même positron, le taux de comptage est tout à fait similaire pour les deux géométries. Pour de telles multiplicités, le taux de coïncidence est de l'ordre de 10mHz [KM3NeT, 2015], rendant tout à fait visible le signal neutrino de la supernova. Le taux de comptage rapporté au nombre de positrons créés est donc bien plus important pour une géométrie dense que pour la géométrie de référence. Ces résultats, très préliminaires, doivent être confirmés par des simulations précises de la réponse du module optique multiphotomultiplicateurs. De telles simulations sont en cours de réalisation, en collaboration avec un post-doctorant du groupe de l'INFN/Gênes, qui a développé une simulation GEANT complète de cette réponse angulaire et temporelle.

Le site français de KM3NET devrait comporter 6 lignes de type ORCA d'ici la fin 2016 : ces unités de détection permettront d'évaluer le potentiel de détection de la prochaine supernova proche. L'une des pistes possibles est d'utiliser les électrons Michel produit lorsqu'un muon atmosphérique s'arrête à proximité du détecteur : le signal résultant est une émission due aux électrons, retardée de $2.2\mu\text{s}$ par rapport à la trace du muon. L'énergie de ces électrons, de l'ordre de 50 MeV, est tout à fait adaptée à l'évaluation des capacités d'ORCA à détecter les neutrinos de 10 – 20MeV émis lors d'une supernova de type II. En outre, l'opération actuellement du PPM-DOM et du PPM-DU permettra de comprendre plus finement l'évolution du bruit de fond dans le temps, et de mettre en place des algorithmes adaptés à la recherche de cette augmentation globale des taux de comptage dans le détecteur engendrée par les neutrinos de supernovae.

Développement de DOM sensibles dans l'UV

Pour une telle configuration plus dense, et, sans doute dans une moindre mesure, pour la configuration de référence, il s'avèrerait sans doute intéressant de rendre les modules optiques sensibles à la lumière dans le domaine UV. Le seuil en énergie, et les résolutions en énergie et en direction, pour les traces de muons ou les cascades, dépendent fortement du nombre de photons détectés par événement. Toute augmentation de ce nombre de photons permet donc d'augmenter la sensibilité d'ORCA à la hiérarchie de masse.

Le verre constituant les modules en question sont transparents aux photons pour des longueurs d'ondes $> 300\text{nm}$: la partie UV du spectre Cherenkov ne contribue donc pas au signal, alors que le milieu aqua-

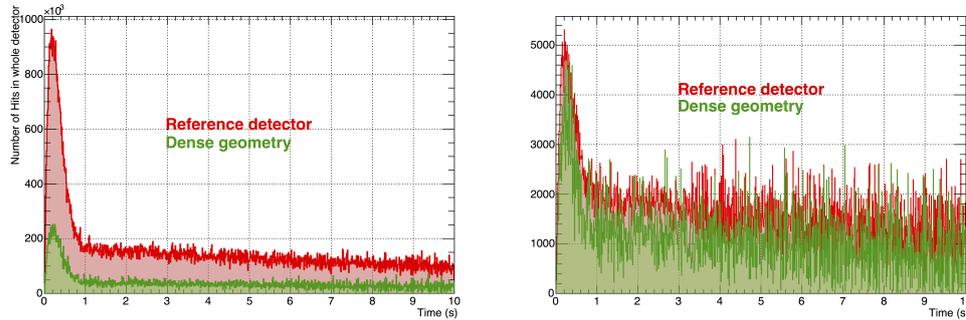


FIGURE 2.21 – A gauche : taux de comptage sur tout le télescope en fonction du temps, pour une SN à 10 kpc. A droite : taux de comptage pour $N > 6$ photomultiplicateurs dans un DOM.

tique est transparent pour ces photons jusqu'à au moins 250 nm, même si les longueurs d'absorption passent de 70m à 450nm à quelques mètres à 200nm, comme on peut le voir sur la figure 2.22. Le nombre de photons Cherenkov par unité de longueur de trace est $\propto \frac{1}{\lambda^2}$, donnant 2 fois plus de photons dans le domaine 200nm-450nm que dans l'intervalle 330nm-550nm actuellement utilisé. L'utilisation de composés décaleurs de longueur d'onde, absorbant dans l'UV pour ré-émettre dans le bleu, au maximum de sensibilité des photomultiplicateurs, pourrait donc être envisagée. Des études réalisées pour ICECUBE ont montré que l'efficacité à basse longueur d'onde pouvait être augmenté de plusieurs dizaines de % [Schulte et al., 2013].

En outre, la bioluminescence, encore elle, possède apparemment des spectres d'émission variable avec la profondeur, avec des maximums autour de 490-500nm dans les eaux peu profondes, longueur d'onde de maximum s'abaissant pour les eaux plus profondes, comme montré dans [Haddock and Case, 1999] - mais avec une contribution négligeable au spectre total des longueur d'ondes inférieures à 400nm. Là encore, l'utilisation de matériaux optiquement actifs comme des décaleurs de longueur d'onde permettrait de s'affranchir des photons provenant de cette bioluminescence.

Bien entendu, ces considérations doivent être étudiés plus avant et pour cela des simulations précises de la réponse du module optique à la lumière UV doivent être réalisées - c'est là l'objet de futurs travaux. L'implémentation de la simulation de décaleurs de longueur d'onde a doré et déjà été effectuée dans les simulations GEANT déjà citées en collaboration avec l'INFN/Gênes. Des développements instrumentaux

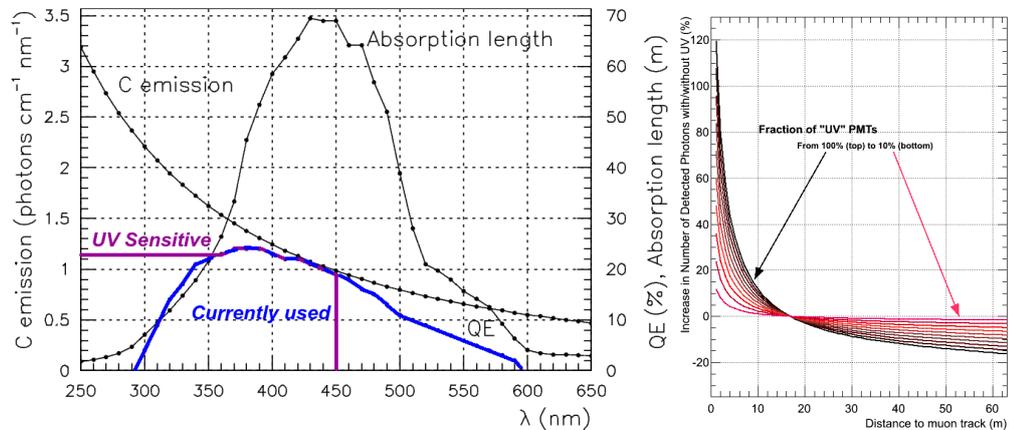


FIGURE 2.22 – A gauche : Longueur d’absorption, spectre Cherenkov, et sensibilité d’un module optique ANTARES en fonction de la longueur d’onde. A droite : augmentation en % du nombre de photons détectés en fonction de la distance à la trace d’un muon, pour de 10% à 100% d’un DOM sensible dans l’UV.

liés à cette technologie sont aussi prévus au laboratoire, si des financements sont obtenus⁴. Ces travaux instrumentaux seront facilités par la connaissance précise des DOMs qui sera acquise à l’IPHC si, comme il est actuellement prévu, le laboratoire devient un des sites d’intégration des modules optiques digitaux.

Un accès à l’échelle de masse absolue des neutrinos

Dans une configuration plus dense ou dans sa configuration de référence, ORCA pourrait donc être tout à fait capable de détecter les neutrinos émis lors de la prochaine supernova galactique ou proche, grâce en particulier aux excellentes performances de ces DOM multi-PMT. Une telle détection ne fournirait cependant aucune information directionnelle, chaque trace de positrons étant trop petites pour être reconstruite individuellement. Etant donné le temps de montée, rapide, du signal d’anti-neutrinos, on peut espérer une résolution, à déterminer par des études précises, de l’ordre de 1 – 10ms sur la position du pic de neutrinos lié à la phase d’accrétion, si l’on se réfère à la figure 2.21.

L’explosion d’une supernova s’accompagne par ailleurs d’un fort signal gravitationnel [Pradier, 2001], pouvant la rendre détectable partout dans notre galaxie voire au-delà ; des coïncidences entre détecteurs de

4. par exemple, l’ANR DAEAMONS, récemment déposée.

neutrinos et détecteurs d'ondes gravitationnelles ont déjà été envisagées dans le passé comme moyen d'apporter des contraintes sur l'échelle de masse absolue des neutrinos [Arnaud et al., 2002a]. Le principe en est simple, la différence en temps entre l'émission gravitationnelle et l'émission neutrino étant définie par :

$$\Delta t_{\nu-GW} = \Delta t_{\text{mass}} + \Delta t_{\bar{\nu}_e-\text{rebond}} - \Delta t_{\text{GW-rebond}} \quad (2.17)$$

Dans cette équation, $\Delta t_{\text{mass}} \approx 5.15 \text{ms} \left(\frac{m_\nu}{c^2} \right) \left(\frac{10 \text{MeV}}{E_\nu} \right)^2$ pour $d = 10 \text{kpc}$ est le retard dû à la masse du neutrino. $\Delta t_{\bar{\nu}_e-\text{rebond}}$ marque le début de l'émission neutrinique par rapport au rebond du coeur de l'étoile lors de l'effondrement, corrélé en temps avec le maximum de l'émission gravitationnelle, avec $\Delta t_{\text{GW-rebond}}$ de l'ordre d'une fraction de ms.

La possibilité d'observer le pic d'anti-neutrinos due à la phase d'accrétion dans ORCA lui donnerait donc la possibilité d'apporter des contraintes sur l'échelle m_ν des neutrinos, avec une précision qu'il reste encore à évaluer. ORCA pourrait ainsi potentiellement déterminer à la fois la hiérarchie de masses de neutrinos et leur échelle de masse absolue, si sa sensibilité aux neutrinos du MeV est confirmée. C'est là aussi l'objet de futurs travaux.

2.2 Neutrinos du GeV au TeV, vers la Gravité Quantique

Les sursauts gammas de longue durée, on l'a vu, sont intimement liés aux supernovae d'étoiles massives. Le trou noir résultant est à l'origine de l'éjection de jets relativistes, avec des facteurs de Lorentz typique $\Gamma > 100$, mais près de 1% des supernovae pourraient aussi produire des jets de plus faible énergie $\Gamma \approx 3$, produisant des neutrinos d'énergie $> 100 \text{GeV}$, accessibles avec ARCA [Ando and Beacom, 2005]. De nombreux auteurs suggèrent par ailleurs que ces mêmes sursauts gammas pourraient produire des neutrinos d'énergie comprise entre 1 et 100 GeV (par exemple [Bahcall and Mészáros, 2000]), potentiellement détectables quant à eux avec ORCA, en utilisant l'information spatiale et/ou temporelle fournies des télescopes électromagnétiques.

Du GeV au TeV, voire au-delà, ORCA et ARCA pourraient donc sonder la capacité des sursauts gammas ou d'autres sources astrophysiques compactes à accélérer des rayons cosmiques hadroniques via leur production de neutrinos de haute énergie. Ces sources, on l'a vu, sont de potentiels copieux émetteurs d'ondes gravitationnelles. De futures analyses du type GWHEN permettront de contraindre la fraction de super-

novae produisant des jets relativistes et amélioreront notre compréhension des processus d'accrétion/éjection à l'œuvre dans ces sources.

Ces futures analyses GWHEN offrent aussi la possibilité de sonder les effets de gravité quantique se manifestant par des vitesses de propagation dépendantes de l'énergie, entraînant un retard entre les neutrinos du GeV au TeV et les ondes gravitationnelles décrit par la relation suivante, pour une source galactique :

$$\Delta t_{\text{QG}}^{\text{ms}} \simeq 0.15 \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{10^{19} \text{ GeV}}{E_{\text{QG}}} \right) \quad (2.18)$$

qui doit bien entendu être réécrite si l'on considère des sources à haut *redshift* telles que les sursauts gammas, en prenant en compte les paramètres cosmologiques. L'opération d'ANTARES puis d'ORCA et ARCA en conjonction avec les interféromètres ADVANCED LIGO et ADVANCED VIRGO dans les prochaines années seront donc de nouvelles occasions de réaliser des coïncidences en utilisant les neutrinos du GeV au TeV.

3 Conclusions

De la compréhension de la bioluminescence à la recherche de signaux neutriniques à haute énergie par des analyses multimessagers, les télescopes à neutrinos sous-marins offrent donc un éventail réellement pluri-disciplinaire d'études et analyses possibles. Des plus basses énergies aux ultra-hautes énergies, une même infrastructure déclinée avec des géométries différentes donne ainsi la possibilité de contraindre le spectre de masses des neutrinos ou l'origine des rayons cosmiques hadroniques. Du MeV à l'EeV, on dispose ainsi de télescopes répartis sur deux sites capables de couvrir un intervalle d'énergie équivalent au domaine des ondes radios jusqu'aux rayons X dans le domaine électromagnétique.

Ce document, dont le but était de donner un aperçu de ces différentes activités, m'a permis dans le même temps de retracer plus de 10 ans d'activité dans le domaine de l'astronomie neutrino.

Annexe

Les microquasars comme sources GWHEN

Cette section présente un article rédigé entre 2006 et 2008, pendant l'étude de faisabilité des coïncidences GWHEN, qui n'a pas été soumis à publication. Quelques uns des résultats importants ont tout de même été présentés dans [Pradier, 2009] et repris, pour ce qui concerne le lien avec la gravité quantique et les émissions gravitationnelles des microquasars, dans [Márka, 2012][Baret and Van Elewyck, 2011][Chassande-Mottin et al., 2011][Bolmont and Jacholkowska, 2011][Spiering, 2008][Ando et al., 2013]. Cette note visait à déterminer le potentiel de détection offerts par ces objets présents dans notre Galaxie, équivalent en modèle réduit des quasars. Elle est ici reproduite.

CA PART OF X-RAY BINARY SYSTEMS, CALLED MICROQUASARS, produce collimated outflows observed as nonthermal radio structures. They are probably produced by relativistic jets launched from the inner parts of the accretion disks around stellar mass black holes or neutron stars. High energy processes play an important role in these sources since some of them emit high energy X-rays and γ -rays. However, the content of these jets, hadronic, leptonic or mixed, remains a puzzle. A few models have been discussed in which possible importance of hadronic processes in the microquasar jets can be probed by the neutrino observations; this will be discussed in section 2. Those high energy neutrinos could be detected by ANTARES [Ernenwein, 2005], AMANDA [AMANDA, 2005] or forthcoming cubic-kilometer scale underwater Cerenkov Telescopes at the South Pole [IceCube, 2005] or in the Mediterranean Sea [The KM3NET Project, 2005].

Compact objects such as neutron stars or black holes are known sources of impulsive (*i.e.* in the form of short duration bursts) gravitational waves. The question that arises is the following : can galactic microquasars be considered as (detectable) gravitational radiation sources? The answer to that question and is related to the quantity of matter which is accreted/ejected, especially during major ejection events (*flares*). The emission of gravitational wave bursts by microquasars is discussed in section 3, together with their detectability by VIRGO/LIGO,

VIRGO+ (VIRGO upgrade) and the second generation of gravitational waves interferometer such as ADVANCED VIRGO (section 4.).

Other galactic or extragalactic objects may be emitters (among other messengers) of both high energy neutrinos and gravitational wave bursts : γ -ray bursters, core-collapse of massive stars, soft γ -ray repeaters. Observing the concomitant GW and HEN emissions could yield unique informations on the internal processes at work in such objects.

1 High Energy Neutrinos from MicroQuasars

Different processes have been invoked to predict emission of high energy neutrinos in microquasars. The production of neutrinos in the interactions of protons accelerated in the jet with the radiation field of the accretion disk has been considered [Distefano et al., 2002][Levinson and Waxman, 2001]; the event rate expected in ANTARES is shown in Figure A.1. The authors of [Romero et al., 2003] discuss the case of a misaligned jet, which collide with dense wind of a massive star or its surface. [Aharonian and Atoyan, 1991] proposed that a relativistic hadronic beam can interact with blobs of matter injected by the stellar companion.

Other scenarios for neutrino production in X-ray binaries, which do not postulate very collimated injection of relativistic hadrons, have been also discussed, *e.g.* collisions of hadrons from the pulsar with matter of the accretion disk [Cheng and Ruderman, 1989][Anchordoqui et al., 2003] or the matter of the massive star [Gaisser and Stanev, 1985][Harding and Gaisser, 1990][Kolb et al., 1985].

In another model [Bednarek, 2005], the jet does not need to collide directly with the dense matter from the stellar companion : in very compact massive binaries containing the massive star and a compact object, *e.g.* Cyg X-3, nuclei accelerated in the jet can lose neutrons efficiently in collisions with the stellar companion and accretion disk radiation. Most of these neutrons propagate towards the disk and the massive star producing neutrinos in collisions with the matter.

2 Gravitational Radiation from MicroQuasars

Some authors have been considering discrete ejections from microquasars, bullets or blobs of plasma. Some of the jets considered are continuous/persistent (but SS433 have also shown some flaring activity), but

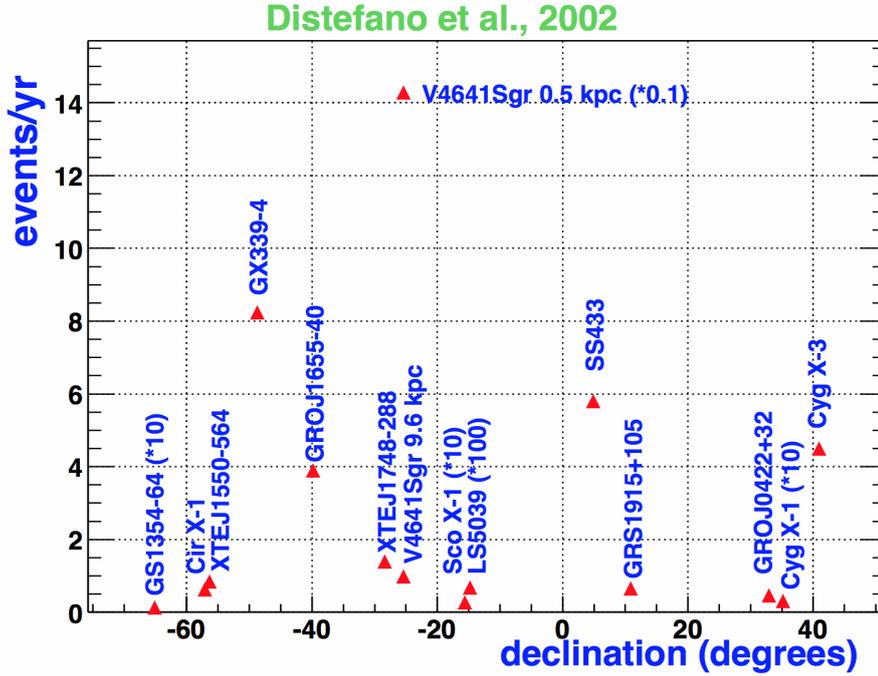


FIGURE A.1 – Event rates expected in ANTARES from galactic microquasars (data taken from [Distefano et al., 2002]). Note that the event rates were calculated assuming that the neutrino emission is continuous during 1 year, while note all emissions in gammas from this sources were observed continuously. Those figures are conservatively to be taken as upper limits.

others are intermittent or even periodic. In this paper, the jet will be seen as a discrete plasma blob ejected by the central compact object.

This view is not contradictory with *e.g.* the internal shock model between layers of different Lorentz factors considered for neutrino production in the jet : those different layers can be considered as discrete blobs colliding with each other. In any case, what is observed in most of microquasars are radio plasma blobs, with (nearly) definite masses and sizes, which are accelerated by the compact object (the exact process being not clearly known). The accretion is deeply related to the ejection process, and we will consider here that all the mass that has been « swallowed » by the central object has been ejected in the form of a (mildly) relativistic outflow ($\gamma \sim 3$).

Four types of gravitational waves signal can be expected for objects similar to Galactic MicroQuasars. Two of them are (quasi)-continuous,

and the remaining two are burst-like signals :

1. Emission from the deformation of the neutron star ;
2. Emission from a magnetised accretion disk ;
3. Excitation of fundamental resonance modes of the central compact object during the accretion phase, more particularly during the in-fall of the accreted matter onto the compact object (disappearance of the inner disk) ;
4. Emission from the acceleration of a plasma blob during the ejection process.

The signal from the deformation of the neutron stars or due to the accretion disk are likely to be continuous signals, whereas the excitation of quasi-normal modes of the compact object and the blob ejection process will both produce burst-like signals, which can be used for coincidence purposes.

2.1 Continuous GW Signals from Galactic Binaries

Galactic X-ray binaries seem to be promising sources of continuous (periodic) gravitational radiation.

Accreting Neutron Stars in Low-Mass X-Ray Binaries

Regardless of the actual mechanism for GW emission, if gravitational radiation does balance the accretion torque in the neutron star, the GW *characteristic amplitude* (amplitude of the wave multiplied by \sqrt{n} , where n is the number of cycles spent near a given frequency f) can be easily estimated from X-ray flux F_X at Earth, which is proportional to the mass accretion rate \dot{M} [Wagoner, 1984] :

$$h_c^{\text{LXMB}} \approx 8 \times 10^{-27} \left(\frac{R_\star}{10^4 \text{m}} \right) \left(\frac{M_\star}{1.4 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{F_X}{10^{-8} \text{erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{f_{\text{rot}}}{300 \text{Hz}} \right)^{1/2} .$$

The signal is a continuous signal at frequency $\approx f_{\text{rot}}$, but the expected signals could be interesting in the case of sources such as Sco X-1.

Magnetised accretion disk in a Binary System

Non-axisymmetric disk structure can be created by global magnetic fields, yielding a few percent of inhomogeneity in the magnetised disk

[Mineshige et al., 2002]. The energy loss due to GW radiation is then expressed by :

$$\dot{E}_{\text{GW}} = -\frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I^2 \varepsilon^2 \Omega^6,$$

where ε is the ellipticity (non-sphericity), I the average moment of inertia, Ω the angular velocity. The effective amplitude for such a signal is $h_{\text{eff}}^{\text{disk}} \sim \sqrt{N} \langle h \rangle$, where N is the number of cycles with respect to the quasi-periodicity during the observing time, and $\langle h \rangle$ is given by :

$$\langle h \rangle \approx \frac{2\varepsilon G I \Omega^2}{c^4 d}.$$

For accretion disks around neutron stars or black holes in close binary systems, typical parameters are a disk mass $M_{\text{disk}} \sim 10^{-8} M_{\odot}$, disk size $r_{\text{disk}} \sim 10^8 \text{m}$. The expected GW amplitude is then, taking $N \sim 1000$:

$$h_{\text{eff}}^{\text{disk}} \approx 1.3 \times 10^{-29} \left(\frac{M_{\text{disk}}}{10^{-8} M_{\odot}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{10^{-2}} \right) \left(\frac{r_{\text{disk}}}{10^8 \text{m}} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\star}}{3M_{\odot}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{kpc}} \right)^{-1} \quad (\text{A.1})$$

which is a continuous signal far below the detection limit of VIRGO/LIGO.

2.2 Accretion-driven excitation of the compact object

We will suppose in the following that all of the matter which is ejected during a flare comes from the accretion disk. This matter is « swallowed » by the central object and is then ejected under the form of a relativistic outflow.

The GW emission produced by the infall of matter onto the compact object is different if the central compact object in the binary is a Black Hole (BH) or a Neutron Star (NS). In both cases, it excites the Quasi-Normal Modes of oscillation of the black hole/neutron. This excitation could last during the ejection phase [Kokkotas, 2004].

Black Hole Case : energetics, h and signal-to-noise ratio

For a black hole, if a mode n is excited, the GW amplitude is :

$$h \propto h_n e^{(i\omega_n t - \frac{t}{\tau_n})} \quad (\text{A.2})$$

where h_n is given by :

$$h_n \approx 6 \times 10^{-20} \left(\frac{\delta E_{\text{BH}}}{10^{-6} M_{\star} c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\star}}{10 M_{\odot}} \right) \left(\frac{10 \text{kpc}}{d} \right) \quad (\text{A.3})$$

The frequency and damping timescale of the quasi-normal mode excitation depends on the reduced angular momentum $a_{\text{BH}} \in [0 - 1]$, defined as follows [Detweiler, 1980] :

$$a_{\text{BH}} = \frac{c \times (\text{angular momentum})}{GM_{\star}^2}$$

The frequency f_{kHz} in kHz and the damping timescale τ_{ms} in ms then write :

$$f_{\text{kHz}} \approx 32 \frac{M_{\odot}}{M_{\star}} [1 - 0.63 (1 - a_{\text{BH}})^{0.3}] \quad (\text{A.4})$$

$$\tau_{\text{ms}} \approx \frac{2}{\pi f_{\text{kHz}} \left(1 - \frac{a}{M_{\star}}\right)^{0.45}}$$

This yields $f_{\text{kHz}} \sim 1.18\text{kHz}$ and $\tau_{\text{ms}} \sim 0.54\text{ms}$ for $M_{\star} \sim 10M_{\odot}$, for the most slowly damped oscillation mode, and $a_{\text{BH}} = 0$ (no rotation). For $a_{\text{BH}} \sim 0.9$, $f_{\text{kHz}} \sim 2.19\text{kHz}$ and $\tau_{\text{ms}} \sim 0.82\text{ms}$. More precisely, the GW amplitude of the mode can be expressed as a function of the energy released in the GW channel :

$$h_n = \frac{2}{\omega_n d} \left(\frac{G\delta E_{\text{GW}}}{\tau_n c^3} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{f_n d} \left(\frac{G\delta E_{\text{GW}}}{\tau_n \pi^2 c^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

The characteristic amplitude (amplitude of the wave multiplied by \sqrt{n} , where n is the number of cycles at the given frequency $n \approx f_n \tau_n$, is then :

$$h_c = h_n \sqrt{f_n \tau_{\text{GW}}} = \frac{1}{d} \left(\frac{G\delta E_{\text{GW}}}{f \pi^2 c^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

The amplitude of the ring-down waves depends on the central object's distortion (BH or NS), *i.e.* on the non-axisymmetry of the blobs or shells of matter falling into the compact object.

If matter of mass μ falls into a BH of mass $M_{\star} \sim 10M_{\odot}$, then the gravitational wave energy is roughly [Nagar et al., 2004] :

$$\delta E_{\text{BH}} \sim \varepsilon_{\text{BH}} \mu c^2 \frac{\mu}{M_{\star}} \approx \varepsilon_{\text{BH}} \frac{\delta m^2 c^2}{10M_{\odot}} = \varepsilon_{\text{BH}} \frac{\eta^2 M_{\odot} c^2}{10},$$

where $\varepsilon_{\text{BH}} (\gtrsim 10^{-2})$ is the degree of asymmetry of the matter infall.

In the next section (see 2.3), it is argued that the minimum ejected blob mass is estimated to be $\delta m_{\text{min}} \sim 10^{-7}M_{\odot}$, whereas the maximum

mass can be estimated to be $\delta m_{\text{max}} \sim 10^{-4} M_{\odot}$, for major ejection events. This gives the minimal and maximal bounds for the mass μ falling onto the compact object, setting $\mu = \delta m$.

We note $\mu = \delta m = \eta M_{\odot}$, so that δE_{BH} , the characteristic amplitude and the signal-to-noise ratio for a source at 1 kpc (ρ scaling as $1/d$) can be rewritten as :

$$\delta E_{\text{BH}} \sim 10^{-15} \left(\frac{\eta}{10^{-6}} \right)^2 M_{\odot} c^2 \left(\frac{\epsilon_{\text{BH}}}{10^{-4}} \right),$$

$$h_c(f_{\text{BH}}) = 2.2 \times 10^{-15} \eta \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{BH}}}{f}} = 2.24 \times 10^{-22} \left(\frac{\eta}{10^{-6}} \right) \left(\frac{\epsilon_{\text{BH}}}{10^{-2}} \right)^{\frac{1}{2}} f_{\text{BH}}^{-\frac{1}{2}}$$

$$\rho(f_{\text{BH}}) \approx \frac{h_c(f_{\text{BH}})}{10^{-18} \sqrt{S_{18}(f)}} \approx 1.86 \times 10^{-7} \left(\frac{\eta}{10^{-6}} \right) \left(\frac{\epsilon_{\text{BH}}}{10^{-2}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1.2 \text{kHz}}{f_{\text{BH}}} \right) S_{18}^{-\frac{1}{2}}(f),$$

with $S_{18}^{-\frac{1}{2}}(1.2 \text{kHz}) = \frac{\sqrt{S_h(1.2 \text{kHz})}}{10^{-18}} \sim 2 \times 10^4 \sqrt{\text{Hz}}$. Note that if $\epsilon_{\text{BH}} \sim 10^{-1}$, $\rho \sim 0.01$ for a source at 1 kpc if $\delta m \sim 10^{-6} M_{\odot}$ (for $f_{\text{BH}} \sim 1.2 \text{kHz}$). Detection of BH ringing to matter infall in the Galaxy requires a high level of asymmetry and ejected masses at the limit of the allowed range [$10^{-8} M_{\odot} - 10^{-4} M_{\odot}$].

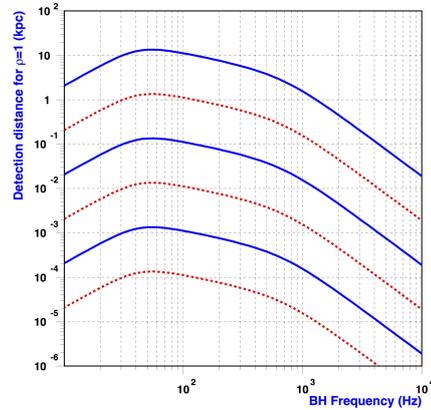


FIGURE A.2 – Detection distance (in kpc) to obtain a signal-to-noise ratio equal to 1, as a function of the BH mode frequency, for $\epsilon_{\text{BH}} \sim 0.1$ (solid lines) and $\epsilon_{\text{BH}} \sim 10^{-3}$ (dashed lines), and for δm ranging from $10^{-8} M_{\odot}$ (bottom) up to $10^{-4} M_{\odot}$ (top).

What is the ejected/accreted mass which is needed to obtain a signal-to-noise ratio equal to 5 for a source located at 1 kpc? The answer is given in figure A.3.

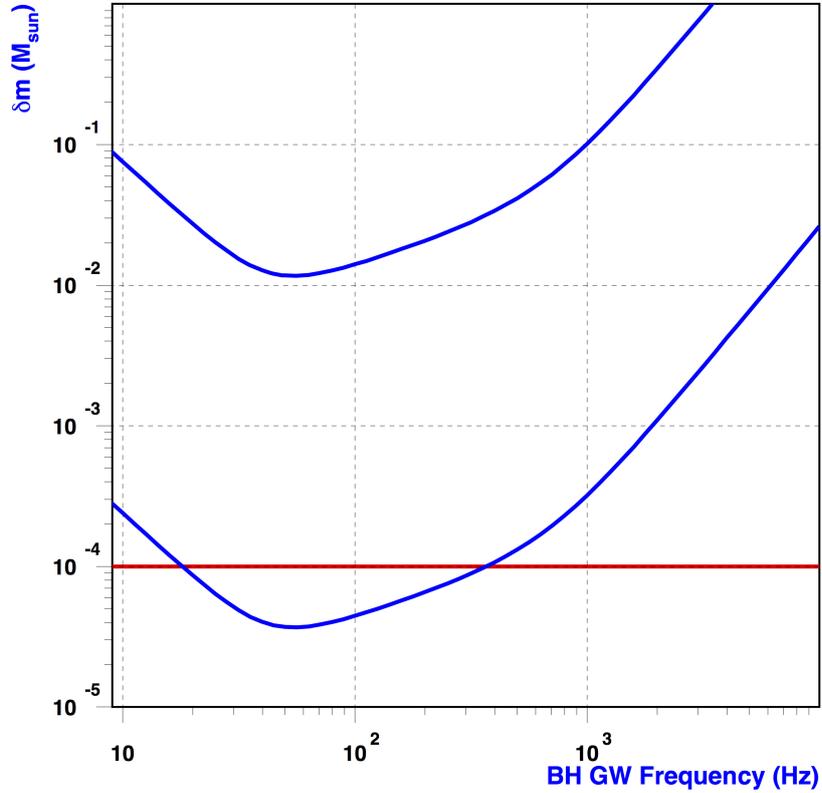


FIGURE A.3 – Accreted Mass needed for $\rho = 5$ for a source located at 1 kpc, as a function of the Gravitational Wave frequency, in the BH case, for radiation efficiencies ε_{BH} ranging from 10^{-6} (top) to 10^{-1} (bottom).

This suggests that even for high-efficiency processes, the chance to detect a microquasar harboring a BH at 1 kpc are low with VIRGO at its nominal sensitivity.

Neutron Star Case : energetics, h and signal-to-noise ratio

Once more, the signal is of the form $h \propto h_n e^{(i\omega_n t - \frac{t}{\tau_n})}$, and the frequencies and damping timescales depends mainly on the NS equation of state.

To obtain rough estimates for the typical gravitational wave amplitudes from a pulsating neutron star one can use the standard relation

for the gravitational wave flux which is valid far away from the star :

$$F = \frac{c^3}{16\pi G} |\dot{h}|^2 = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{dE}{dt}$$

Assuming $\frac{dE}{dt} \sim \frac{\delta E_{\text{NS}}}{2\tau}$ (τ is here the damping time of the pulsation), and a monochromatic signal at frequency f , one gets the estimate, for the two pulsating modes f and w [Kokkotas, 2004] :

$$h_{\text{eff}}^{f\text{-mode}} \approx 10^{-20} \left(\frac{\delta E_{\text{NS}}}{10^{-6} M_{\odot} c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_{\text{GW}}}{2\text{kHz}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{10\text{kpc}}{d} \right),$$

$$h_{\text{eff}}^{w\text{-mode}} \approx 5 \times 10^{-21} \left(\frac{\delta E_{\text{NS}}}{10^{-6} M_{\odot} c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_{\text{GW}}}{10\text{kHz}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{10\text{kpc}}{d} \right)$$

Those are damped modes, so that the gravitational signal is similar to a burst signal at frequency f_{GW} . More precisely :

$$h_n = \frac{2}{\omega_n d} \left(\frac{G \delta E_{\text{GW}}}{\tau_n c^3} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{f_n d} \left(\frac{G \delta E_{\text{GW}}}{\tau_n \pi^2 c^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$h_c = h_n \sqrt{f_n \tau_{\text{GW}}} = \frac{1}{\sqrt{f_n} d} \left(\frac{G \delta E_{\text{GW}}}{\pi^2 c^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

For the oscillation modes described in [de Freitas Pacheco, 1998], a (rough) relationship between the normal mode frequency and the damping time can be established :

$$f \sim 1.3\tau^{-\frac{1}{4}},$$

parameters which depend on the equation of state that is considered.

In the NS case, the gravitational energy released is [Nagar et al., 2004] :

$$\delta E_{\text{NS}} \sim 10^{-6} \mu c^2 = 10^{-6} \eta M_{\odot} c^2 \text{ (rewriting } \mu = \delta m = \eta M_{\odot} c^2)$$

The characteristic amplitude and signal-to-noise ratio for a source at 1 kpc (both scaling as $1/d$) then read :

$$h_c \approx 10^{-20} \sqrt{\frac{\eta}{10^{-6}}} f_{\text{NS}}^{-\frac{1}{2}}$$

$$\rho_{\text{NS}}(f) \approx \frac{h_c(f_{\text{NS}})}{10^{-18} \sqrt{S_{18}(f)}} \approx 8.3 \times 10^{-6} \left(\frac{\eta}{10^{-6}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1.2\text{kHz}}{f_{\text{NS}}} \right) S_{18}^{-\frac{1}{2}}(f)$$

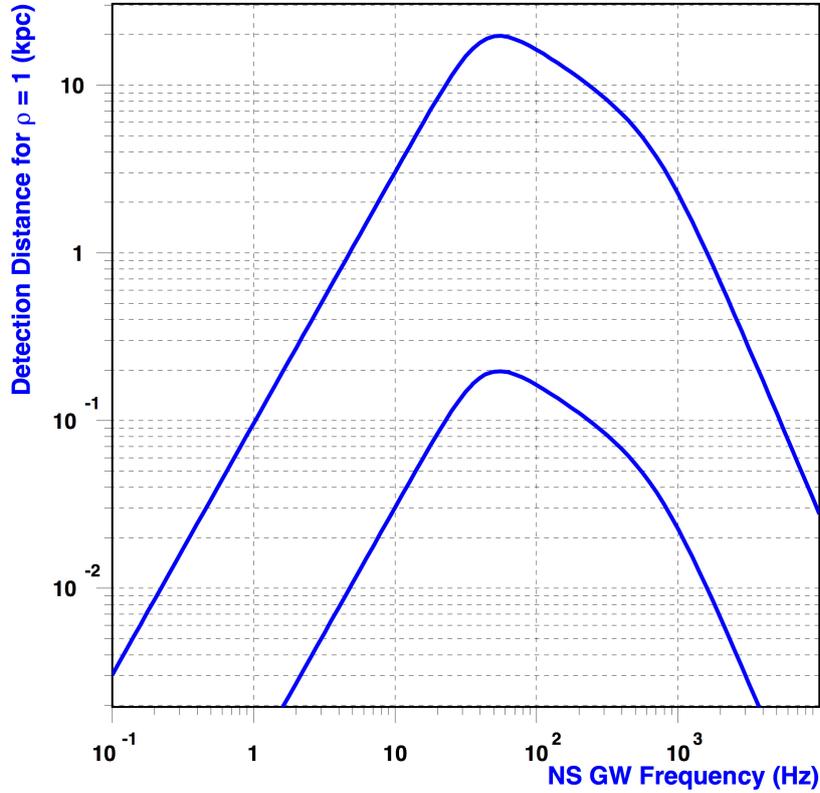


FIGURE A.4 – Detection distance for $\rho = 1$ in the NS case as a function of the mode frequency, for $\delta m = 10^{-4} M_{\odot}$ (top) and $\delta m = 10^{-8} M_{\odot}$ (bottom).

The maximal detection distance for $\rho = 1$ as a function of the fundamental frequencies and ejected masses can be seen in the following figure.

It is clear that given the masses involved, the accretion-driven signal in the NS case for galactic sources will be very difficult to detect, except in our immediate neighbourhood and for massive ejection events. The following figure gives the accreted/ejected mass needed to obtain a signal-to-noise ratio equal to 5 for a source located at 1 kpc, as a function of the fundamental mode frequency.

Clearly, only major ejection events could be detected from NS microquasars with VIRGO.

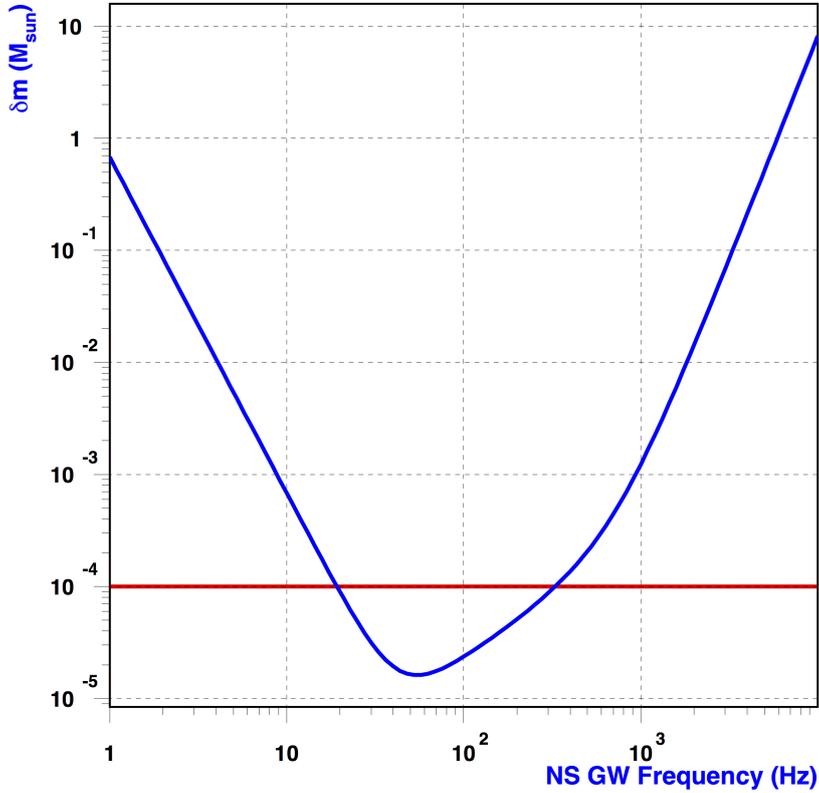


FIGURE A.5 – Accreted Mass needed for $\rho = 5$ for a source located at 1 kpc, as a function of the Gravitational Wave frequency, in the NS case.

2.3 Signal from the ejection process

According to [Segalis and Ori, 2001], the acceleration of an ultrarelativistic blob of matter δm at a Lorentz factor γ around a compact object at a distance d from an observer, will induce the emission of a gravitational signal of amplitude :

$$\Delta h_+ = \frac{2\gamma\delta m}{d} (1 + \cos \theta) \times \frac{G}{c^2}, \text{ for } \theta \gg \gamma^{-1}$$

Noting Δt the pulse duration in the star's Lorentz frame, its characteristic frequency is :

$$f_c \sim \frac{1}{(1 - \cos \theta)\Delta t},$$

for $\theta \gg \gamma^{-1}$; at the beaming zone, f_c saturates at a maximal value $f_c^{\max} \sim \frac{\gamma^2}{\Delta t}$.

Amplitude estimates

This model was first used to derive the gravitational emission during the shooting of a plasma blob in the CannonBall Model fro Gamma-Ray Bursts. In this case $\gamma\delta m \sim 10^{29}\text{kg}$, with $\gamma \sim 1000$. For Microquasars, the Lorentz factors are much lower, $\gamma \sim 1 - 10$, so that $\gamma\delta m \sim 10^{26} - 10^{27}\text{kg}$ for an ejected blob of similar mass. Finally, the maximum gravitational amplitude for a source at a distance is :

$$\Delta h_m \sim \frac{G}{c^2} \times \frac{4\gamma\delta m}{d} \approx 2 \times 10^{-22} \left(\frac{1\text{kpc}}{d} \right) \left(\frac{\gamma}{10} \right) \left(\frac{\delta m}{10^{-6}M_\odot} \right)$$

It is a *burst with memory*, i.e. the space-time perturbation does not vanish after the ejection/acceleration process. According to [Braginskii and Thorne, 1987], bursts with memory *will be among the earliest kinds of gravitational waves detected* (see also [Thorne, 1992]). Several methods have been used to estimate the ejected mass.

Estimate from typical Accretion Rates

Typical accretion rates for galactic microquasars or X-ray binaries are $\dot{M} \sim 10^{-8}M_\odot/\text{yr}$, which means that if an ejecta contains *all* of the mass accreted onto the central compact object during a timescale $\tau_{\text{accretion}} \sim 1\text{week} \sim 2 \times 10^{-2}\text{yr}$, the ejected mass is $\delta m \sim 2 \times 10^{-10}M_\odot \sim 10^{20}\text{kg}$.

According to [Rodriguez and Mirabel, 1999], the ejecta observed in GRS 1915+05 is compatible with a minimum plasma blob mass $\delta m \sim 10^{21}\text{kg} \sim 10^{-9}M_\odot$. In [Kotani et al., 2006], several thousands of bullet-like blobs are ejected, with a total mass around 10^{21}kg . Accretion rates as high as $\dot{M} \sim 10^{-6}M_\odot/\text{yr}$ cannot be ruled out also, and if a single ejection is composed of the matter accreted during one year, then $\delta m \sim 2 \times 10^{24}\text{kg}$. Finally, with $\dot{M}_{\min} \sim 10^{-8}M_\odot/\text{yr}$ and $\tau_{\min} \sim 10^{-2}\text{yr}$, and $\dot{M}_{\max} \sim 10^{-6}M_\odot/\text{yr}$ and $\tau_{\max} \sim 1\text{yr}$, the limits for the blob's mass are :

$$\delta m_{\text{accretion}} \in [2 \times 10^{-10}M_\odot - 10^{-6}M_\odot]$$

Estimate from typical Jet Luminosity

The jet luminosity can be written as a function of the jet energy and the activity time of the jet as follows : $L_{\text{jet}} \approx E_{\text{jet}}/\tau_{\text{activity}} \sim 5 \times 10^{29}\text{J/s} - 3 \times 10^{33}\text{J/s}$ for resolved galactic microquasars. Hence the ejected mass :

$$\delta m \approx \frac{L_{\text{jet}} \times \tau_{\text{activity}}}{\gamma c^2} = 2.4 \times 10^{-14} \left(\frac{L_{\text{jet}}}{5 \times 10^{36}\text{erg/s}} \right) \left(\frac{\tau_{\text{activity}}}{1\text{day}} \right) \left(\frac{10}{\gamma} \right) M_\odot$$

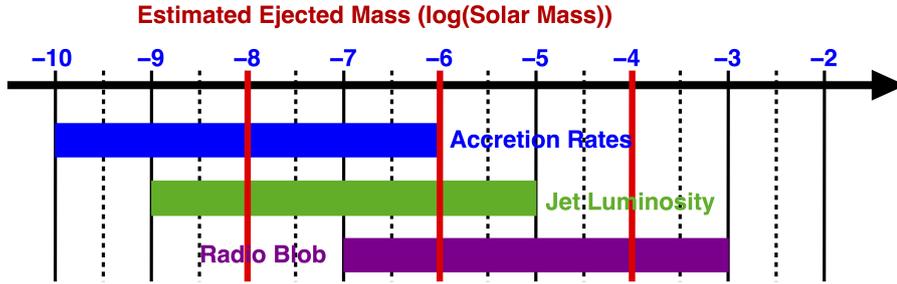


FIGURE A.6 – Estimated Ejected Mass $\log_{10} \left(\frac{\delta m}{M_{\odot}} \right)$ for the different benchmarks. The red vertical lines indicate the estimated minimum, average and maximum ejected masses.

Jets as far as tens of parsecs from the central object have been observed. This requires a minimum activity time $\tau_{\min} \sim 100 \text{ yrs} \sim 3 \times 10^9 \text{ s}$. The minimum enclosed mass in the cloud is then :

$$\delta m_{\text{jet}} \gtrsim \frac{L_{\text{jet}} \tau_{\min}}{\gamma c^2} \in \left[\frac{L_{\min} \tau_{\min}}{\gamma_{\max} c^2} - \frac{L_{\max} \tau_{\min}}{\gamma_{\min} c^2} \right] = \left[10^{-9} M_{\odot} - 2 \times 10^{-5} M_{\odot} \right]$$

Estimate from typical Radio Blob Size

The blob's mass can be computed as a function of its size and density :

$$\delta m \sim \rho_{\text{blob}} \frac{4}{3} \pi l_{\text{blob}}^3, \text{ with } l_{\text{blob}} \sim 10^{12} \text{ m}$$

Typical densities in SN II ejecta are of the order of $\rho_{\text{SN}} \sim 10^{-10} \text{ g.cm}^{-3}$

Typical densities for Dense Molecular H Clouds (in star forming regions) are $\rho_{\text{denseH}} \sim 10^{-15} \text{ g.cm}^{-3}$, whereas typical Molecular H Clouds have $\rho_{\text{H}} \sim 10^{-21} \text{ g.cm}^{-3}$. For the radio blob size, one can thus infer the lower and upper limits expected for the cloud mass :

$$\delta m_{\text{blob}} \in [10^{-7} M_{\odot} - 10^{-3} M_{\odot}]$$

Conclusion on Ejected Mass Estimates

The following figure summarizes the different estimates, from which the following minimum, average and maximum ejected masses are drawn :

$$\delta m_{\min} \sim 10^{-8} M_{\odot} < \delta m > \sim 10^{-6} M_{\odot} \delta m_{\max} \sim 10^{-4} M_{\odot}$$

Acceleration time & typical frequencies

The typical frequency of the signal is hard to estimate ; it depends on the acceleration time Δt , which has to be higher than the dynamical gravitational time scale, e.g. the free-fall time at the compact object radius. This time is typically $\Delta t_{\text{free-fall}} = \frac{2G \times 10 M_{\odot}}{c^3} \sim 0.1 \text{ms.}$, so that the maximum frequency will be $f_{\text{max}} \sim 10 \text{ kHz.}$ For [Piran, 2002], this maximum frequency is of the order of 100 Hz in the case of gamma-ray bursts.

Observations of Galactic X-ray Binaries show that radio emissions occurs at a distance $\delta d \sim 0.1 \text{AU}$ from the central object (typical size of the binary system), so that the maximum acceleration time should be $\Delta t_{\text{max}} \sim 1 \text{ min.}$

During this acceleration of the blob, self-similar expansion models yields $\gamma(r) \propto r(\text{distance to the central object}) \propto R$ (size of the blob) (see for example [Meszaros et al., 1993][Shemi and Piran, 1990] and references therein). The bulk Lorentz factor increases linearly with r while the blob is radiation dominated, starting from $\gamma \approx 1$, and saturates to its final value $\gamma_s \approx \eta = \varepsilon \frac{M_{\odot} c^2}{M_{\text{blob}} c^2}$, with $\frac{M_{\odot} c^2}{M_{\text{blob}} c^2} \sim 10^4 - 10^8$. To get $\gamma_s \approx$ a few means that the efficiency is quite poor, $\varepsilon \lesssim 10^{-4}$. The maximum acceleration time is then $t_{\text{acc}}^{\text{max}} \approx \frac{r_s}{c} \approx \eta \frac{r_0}{c}$, where $r_0 \approx R_{\star} \approx R_{\odot}$, so that $t_{\text{acc}}^{\text{max}} \approx 1 \text{s.}$

Characteristic Amplitudes and estimated Signal-to-Noise Ratio

The signal-to-noise ratio defined (roughly) as $\rho = \frac{h_c}{h_{\text{rms}}}$ in the frequency band $[10 - 10^4] \text{Hz}$ where $h_{\text{rms}} \sim h_{\text{sens}} \sqrt{f} \sim h_{\text{sens}} (1/\Delta t) \sqrt{1/\Delta t}$, can be expressed as :

$$\rho(f) \approx \sqrt{n_{\text{cycles}}} \left(\frac{1 \text{kpc}}{d} \right) \times \left(\frac{\gamma}{10} \right) \times \left(\frac{\delta m}{10^{24} \text{kg}} \right) \times \frac{2 \times 10^{-22}}{h_{\text{sens}}(f) \sqrt{f}}$$

This quantity is shown in Figure A.7, for a bulk Lorentz factor of the jet ~ 10 , a source at 1 kpc, for an ejected mass range $[10^{-7} M_{\odot} - 10^{-4} M_{\odot}]$, and 10 cycles at the signal frequency. Clearly, only the most energetic flares and major ejection events from microquasars can yield a (rough) signal-to-noise ratio equal to 1, for $n_{\text{cycles}} \sim 10$ (see section 2.5).

In fact, this memory signal does not have a single Fourier component around the frequency $1/\tau_{\text{burst}}$, and most of the signal is concentrated at low frequencies. One has to take the whole spectra into account to compute the signal-to-noise ration. The squared modulus of the Fourier

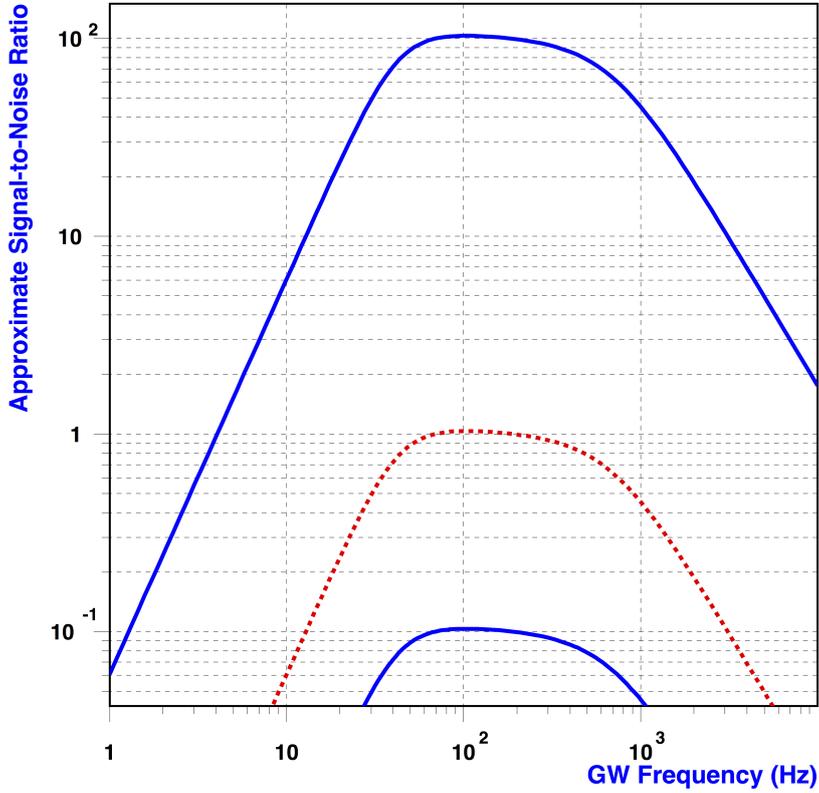


FIGURE A.7 – Signal-to-noise Ratio expected for a typical ejection signal for a source located at 1 kpc, a bulk Lorentz factor ~ 10 , and ejected mass ranging from $10^{-7}M_{\odot}$ (lower solid line) up to $10^{-4}M_{\odot}$ (upper solid line), with an average expected value of $10^{-6}M_{\odot}$ (dashed line).

transform of a smooth step-like function defined by :

$$\Delta h(t) = \begin{cases} 0 & \text{if } t \leq 0 \\ \Delta h_m & \text{if } t \geq \tau_{\text{burst}} \end{cases}$$

is

$$|\tilde{h}|^2(f) = \frac{(\Delta h_m)^2}{8\pi^2 f^4} \frac{1}{\tau_{\text{burst}}^2} [1 - \cos 2\pi f \tau_{\text{burst}}]$$

so that the signal-to-noise ratio can be computed as follows :

$$\rho^2 = \int_0^{\infty} d\ln f \frac{4f^2 |\tilde{h}|^2}{f S_h(f)} = \int_0^{\infty} d\ln f \frac{(\Delta h_m)^2 [1 - \cos 2\pi f \tau_{\text{burst}}]}{10\pi^2 f^3 \tau_{\text{burst}}^2 S_h(f)}$$

	$\delta m \sim 10^{-8}M_{\odot}$	$\delta m \sim 10^{-6}M_{\odot}$	$\delta m \sim 10^{-4}M_{\odot}$
$\tau_{\text{burst}} = 0.1\text{ms}$	1.7 pc	170 pc	17 kpc
$\tau_{\text{burst}} = 1\text{ms}$	1.5 pc	153 pc	15 kpc
$\tau_{\text{burst}} = 10\text{ms}$	0.6 pc	56 pc	5.6 kpc
$\tau_{\text{burst}} = 100\text{ms}$	0.08 pc	8 pc	0.8 kpc

TABLE A.1 – Maximal detection distance for $\rho \sim 1$, for different burst durations τ_{burst} , and ejected masses δm .

The following table (Table A.1) gives the distance for which $\rho = 1$ for different burst duration τ_{burst} in ms, and for varying ejected masses δm , with $\gamma \sim 10$.

The resulting distances do not seem very encouraging. What is the ejected mass needed for a $\rho = 5$ detection of a nearby galactic source ($d \sim 1\text{kpc}$), with a bulk Lorentz factor $\gamma \sim 1 - 10$? The answer is given in Figure A.8

This section has learnt us that the most probable/realistic ejected mass range was between $10^{-8}M_{\odot}$ and $10^{-4}M_{\odot}$, so that (memory) bursts with duration higher than $\sim 10\text{ms}$ seems difficult to detect in our own galaxy with a good confidence level. Massive ejection events can not be ruled out though.

2.4 Conclusion on Amplitude Estimates

The following figure summarizes the characteristic amplitudes which can be expected in the different processes involved, in the most favourable cases : $\delta m \sim 10^{-4}M_{\odot}c^2$, $\gamma \sim 10$, and $\epsilon_{\text{BH}} \sim 10^{-2}$, for a source at 1 kpc.

Surprisingly, this is the ejection signal which seems to be the most powerful for a source at 1 kpc. This could reveal very useful if coincidences between other messengers (γ -rays, high energy neutrinos) and gravitational waves are to be made : indeed most of those particles are emitted during the ejection phase, for which the GW signal is the strongest.

2.5 Gravitational wave Timing

According to [Arnaud et al., 2002a], the timing uncertainty for a burst-like signal of typical duration τ_{burst} (in ms) and a detected signal-to-noise ratio ρ signal is : $\delta t_{\text{GW}} \sim 1.5 \frac{\tau_{\text{burst}}}{\rho} \text{ms}$ which is $\delta t_{\text{GW}} \sim \frac{0.3}{\tau_{\text{burst}}} \text{ms}$ for $\rho \sim 5$. Some efficient algorithms dedicated to burst searches [Pradier

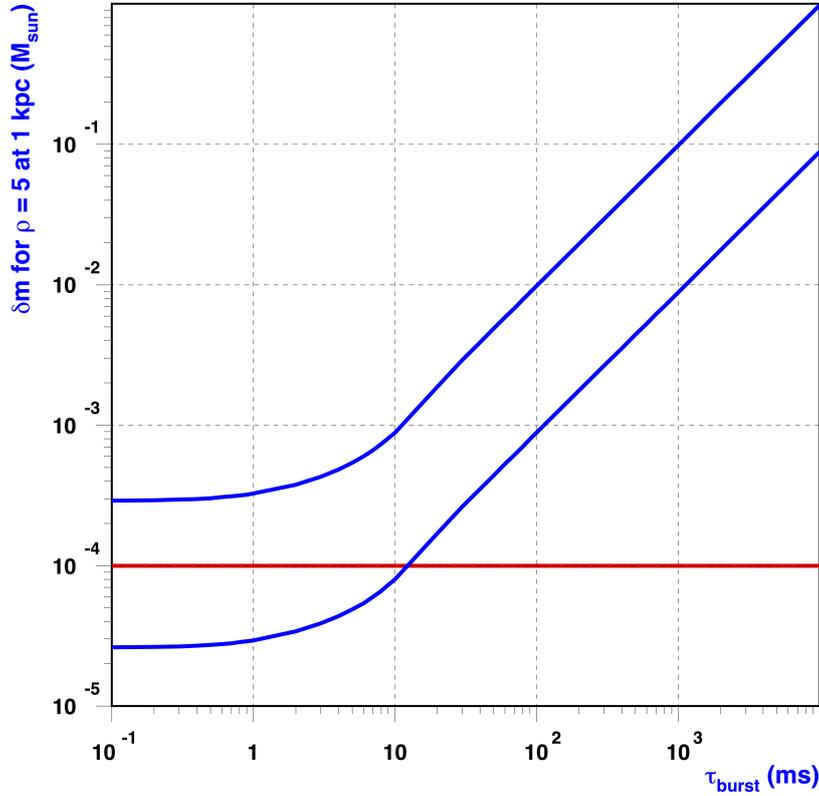


FIGURE A.8 – Ejected mass (in units of M_{\odot}) needed for $\rho = 5$ from a source located at 1kpc, as a function of the burst duration (acceleration time, in ms), for $\gamma \sim 1$ (top) and $\gamma \sim 10$ (bottom). The average bulk Lorentz as observed in Galactic microquasars is 3.

et al., 2001] are nearly as powerful as matched filtering (i.e. prior knowledge of the exact waveform to be detected), so that this efficiency loss will not be taken into account here.

Previous sections have argued that the GW signal produced by the accretion onto the BH/NS requires masses at the limit of the allowed range to give detectable signal (with enough confidence $\rho \sim 5$) at 1 kpc. In the following, we will then concentrate on the ejection signal.

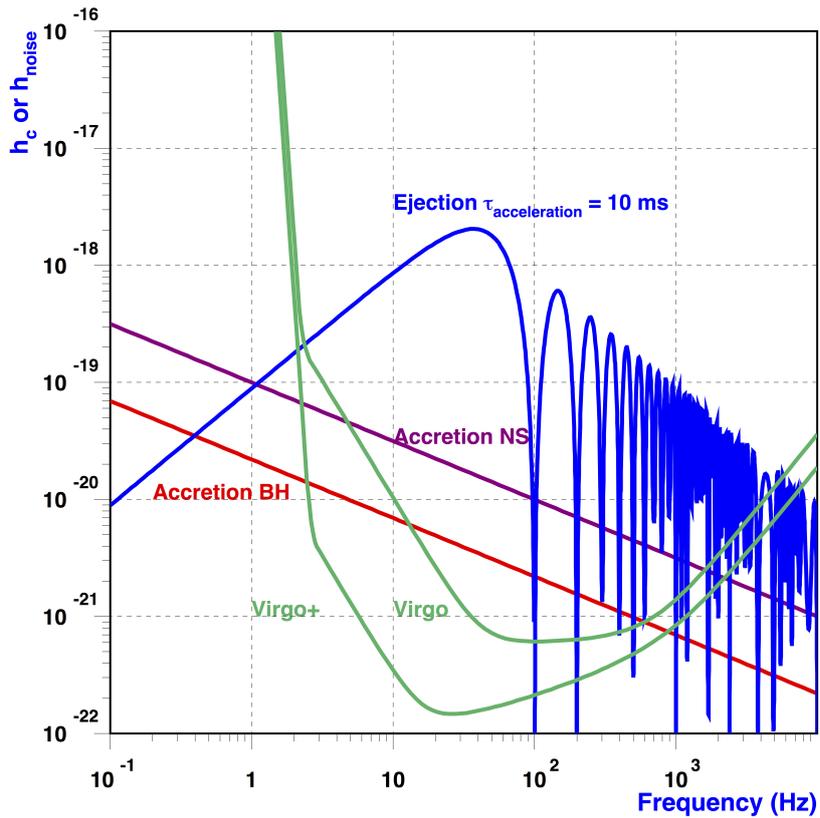


FIGURE A.9 – Summary of characteristic amplitudes expected for a source located at 1 kpc, taking $\delta m \sim 10^{-4}M_{\odot}$, $\gamma \sim 10$ (extreme case!), and $\tau_{\text{burst}} \sim 10\text{ms}$, for the accretion process (NS or BH for which $\varepsilon_{\text{BH}} \sim 10^{-2}$) and the ejection process, together with VIRGO noise sensitivity $\sim \sqrt{fS_h(f)}$. The estimated noise sensitivity in the case of VIRGO+ has also been added for information (see next section).

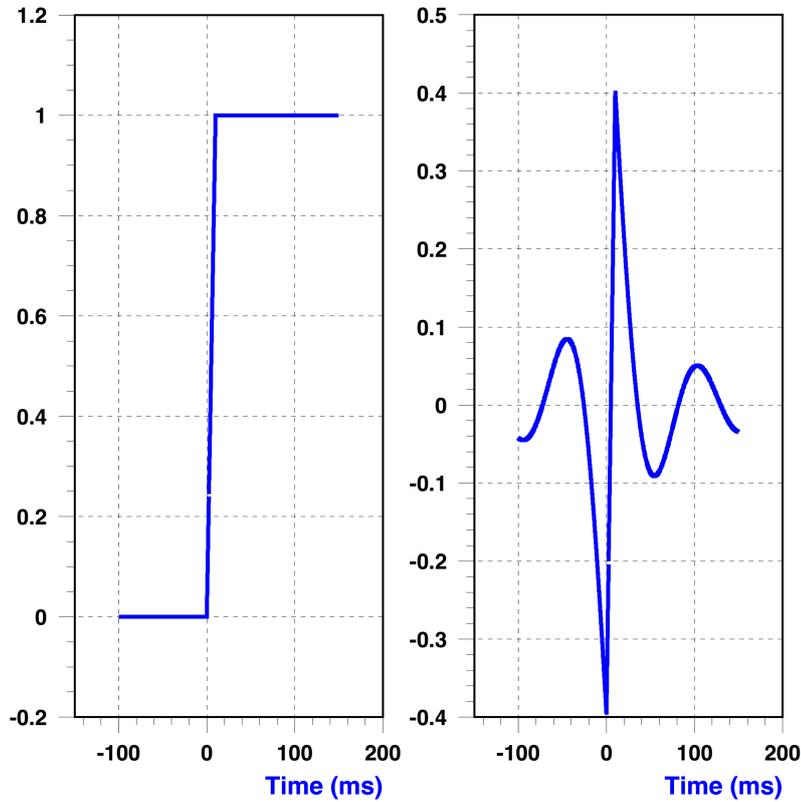


FIGURE A.10 – Aspect of a burst of memory (duration 10 ms, left) after removal of Fourier components of frequency lower than 10 Hz (right). The amplitude is divided by ~ 2.5 , and the signal takes the shape of a bipolar pulse.

Detection of a burst with memory

GW detectors can roughly be seen as high-pass filters : all frequencies lower than a given cut-off frequency $f_{\text{cut}} \sim 1 - 10\text{Hz}$ are suppressed. The low frequencies are cut-off by the controls of the interferometer, and by seismic noise. Finally, a burst with memory of duration τ_{acc} which has Fourier components mainly at low frequencies, will lose some of its amplitude, and will appear as a bipolar burst as can be seen on the following figure. The main peaks will be separated by a time $\tau_{\text{peaks}} \sim \tau_{\text{acc}}$.

In the case where all of this memory signal has been suppressed, data

analysis can always be performed on the interferometers raw data to look for abnormal burst-like behaviour, which would not be correlated to any environmental sensor (e.g. electromagnetic or acoustic).

It can thus be safely assumed that the memory part of the GW signal, due to the ejection of matter in the microquasar relativistic outflow, could be detected as a burst by forthcoming GW interferometers, as long as $\tau_{\text{acc}} \lesssim 10 - 100\text{ms}$. In this case, the low frequency parts of the signal are cleaned off, and the GW signal appears a bipolar burst, each bursts of duration (width) $\tau_{\text{burst}} \lesssim \tau_{\text{acc}}$ separated by τ_{acc} .

2.6 GW Timing for a low-frequency-filtered burst with memory

τ_{acc} separated by the same duration τ_{acc} . Both bursts have an attenuated amplitude with respect to the original burst amplitude, so that the chance to detect this double-peak burst is roughly the one to detect a single burst with no attenuation. We may thus safely assume that $\rho_{2\text{peaks}} \approx \rho_{\text{noattenuation}} = \rho$.

For $\rho \approx 5$ at 1 kpc, $\delta t_{\text{acc}} \sim \frac{0.3}{\tau_{\text{acc}}}\text{ms}$ for the acceleration/ejection signal. An UnderWater High Energy Neutrino Telescope such as ANTARES will be able to tag the arrival time of astrophysics neutrinos coming from galactic microquasars at the $10 \text{ s} = 0.01\text{ms} = \delta t_{\text{Antares}}$ level, which would correspond to the timing accuracy obtained for $\rho \approx 150$ and $\tau_{\text{burst}}=1 \text{ ms}$! The minimum timing sensitivity for VIRGO is $\delta t_{\text{Virgo}} \sim \frac{1}{f_{\text{sampling}}} = 0.05\text{ms}$, five times worse than $\delta t_{\text{Antares}}$. This will clearly be the limiting factor in case of GW-HE ν coincidences.

3 Virgo+ and AdvancedVirgo

VIRGO is already in the commissioning phase. In the next years, a number of improvements will be made to increase the sensitivity. First, VIRGO+ (*circa* 2008) will be an upgrade of VIRGO on the following points :

- Monolithic suspensions (fused silica);
- More powerful Laser ($\sim 50\text{W}$);
- Thermal compensation of mirror deformations;
- Control systems improvements.

This will allow for an increase of the sensitivity of a factor 2 at high frequency (above 1 kHz), and nearly a factor 15 at low frequency (between 4 and 100 Hz).

ADVANCED VIRGO will be a second generation interferometer (*circa* 2015?), for which the exact design is yet unknown.

3.1 VIRGO+

For Virgo+, the estimated noise strain amplitude can be approximated as follows :

$$\sqrt{S_{\text{Virgo+}}(f)} \approx 10^{-18} \sqrt{\frac{10^{11}}{f^{36}} + \frac{1.08 \times 10^{-3}}{f^5} + \frac{10^{-8}}{f} + 3.5 \times 10^{-10} \left(1 + \left(\frac{f}{1000}\right)^2\right)}$$

The accreted/ejected masses which are needed to obtain a signal-to-noise ratio equal to 5 for a source located at 1 kpc can thus be reestimated in the BH or NS accretion phase, or the ejection phase. The results are shown in Figures [A.11](#), [A.12](#) and [A.13](#) (dashed lines).

3.2 ADVANCED VIRGO

No major improvements are made at low frequency, but signal recycling greatly enhances the sensitivity above 20 Hz. The form of the attainable sensitivity could be the following :

$$\sqrt{S_{\text{advanced}}(f)} \approx 10^{-18} \sqrt{\frac{10^{10}}{f^{36}} + \frac{1.08 \times 10^{-3}}{f^5} + \frac{5 \times 10^{-9}}{f} + 10^{-11} \left(1 + \left(\frac{f}{500}\right)^2\right)}$$

The accreted/ejected masses which are needed to obtain a signal-to-noise ratio equal to 5 for a source located at 1 kpc can thus be reestimated in the BH or NS accretion phase, or the ejection phase. The results are shown in Figures [A.11](#), [A.12](#) and [A.13](#) (short-dashed lines).

VIRGO+ and ADVANCED VIRGO will allow to probe the most slowly damped oscillation modes for black holes for $\delta m \lesssim 10^{-4} M_{\odot}$, whereas neutron stars' lowest modes could be probed at the $\delta m \approx 10^{-6} M_{\odot}$. The ejection process is more promising for VIRGO+/ADVANCED VIRGO than for VIRGO, the acceleration times probed being higher, and the ejected masses needed lower.

4 Conclusions

During major ejections events occurring in galactic microquasars, huge masses are accelerated to relativistic velocities. The exact process al-

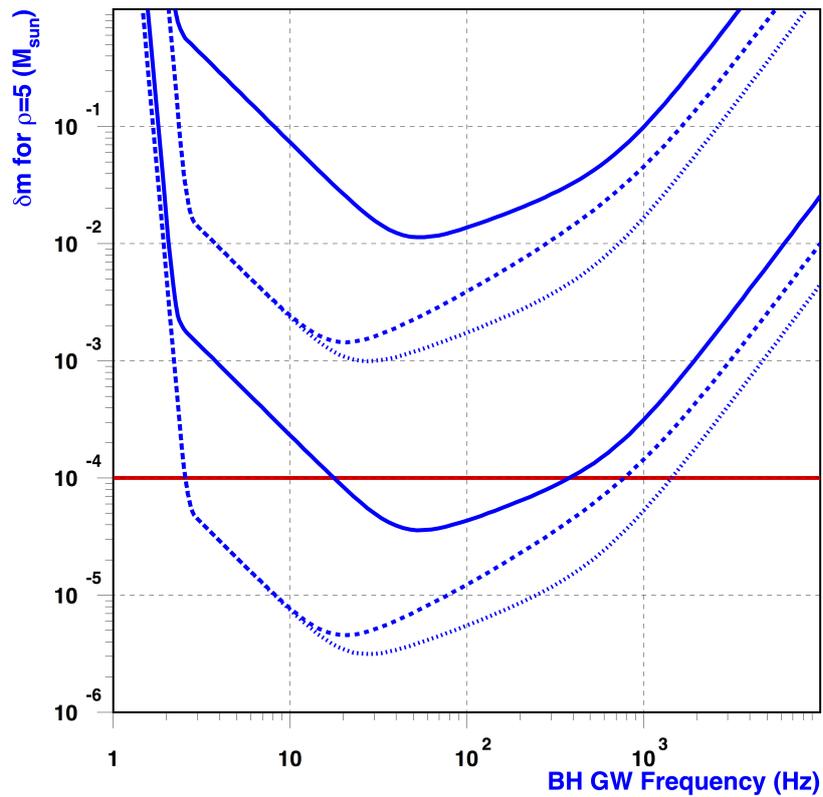


FIGURE A.11 – Virgo+ & Advanced Virgo : Accreted mass needed to obtain $\rho = 5$ at 1 kpc, in the BH case, for $\varepsilon_{\text{BH}} \sim 10^{-1}$ (bottom lines) and $\varepsilon_{\text{BH}} \sim 10^{-6}$ (top lines), in the case of VIRGO (solid lines), VIRGO+ (dashed lines) and ADVANCED VIRGO (short-dashed lines). A 2nd generation interferometer allows to probe the most slowly damped BH mode.

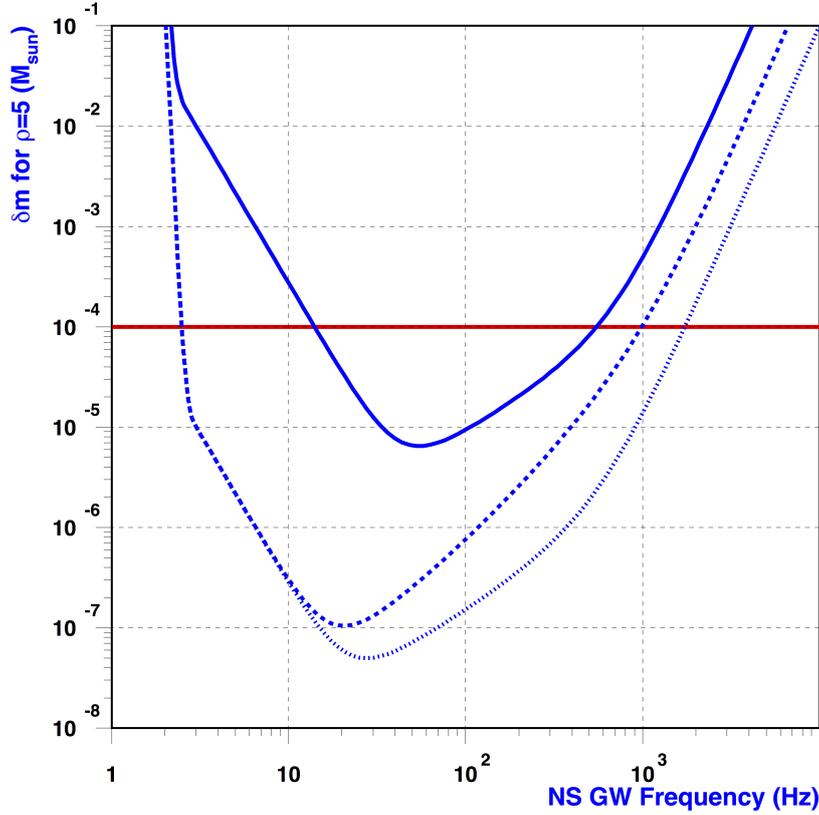


FIGURE A.12 – Virgo+ & Advanced Virgo : Accreted mass needed to obtain $\rho = 5$ at 1 kpc, in the NS case, for VIRGO (solid lines), VIRGO+ (dashed lines) and ADVANCED VIRGO (short-dashed lines)

lowing this acceleration is not the purpose of this paper. The hypothesis made here is that the ejected matter takes the form of a discrete plasma blob, or massive bullet. If this process occurs on timescales lower than $\sim 100\text{ms} - 1\text{s}$, this should yield a gravitational wave signal detectable by VIRGO and its foreseen upgrades, provided that $\delta m_{\text{ejected}} \sim 10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$.

If the ejected mass takes the form of pure jet (rather than individual blobs), the resulting waves will depend on whether the jet is uniform or not. In the non-uniform jet case, the waves duration will be proportional to the flow duration, thus mainly giving a very low frequency signal, which could be detected with LISA [de Araujo et al., 2002] or BBO/DECIGO [Seto et al., 2001].

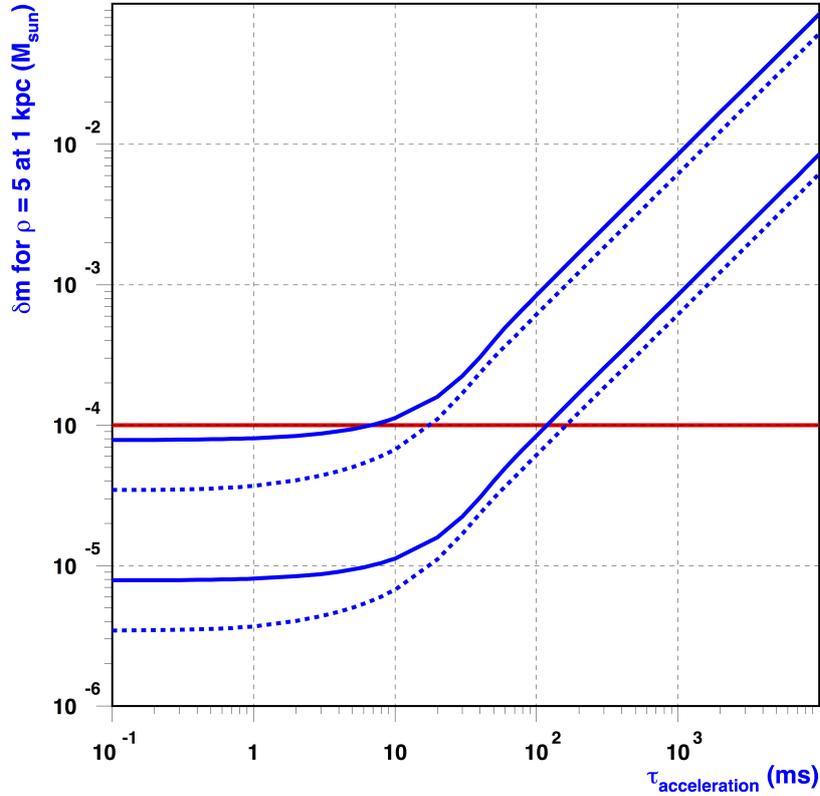


FIGURE A.13 – Virgo+ & Advanced Virgo : Ejected mass needed to obtain $\rho = 5$ at 1 kpc for the ejection phase, for $\gamma \sim 1$ (top) and $\gamma \sim 10$ (bottom), for Virgo+(solid lines) and ADVANCED VIRGO (dashed lines).

Furthermore, if all of the ejected mass has been swallowed by the compact parent object in the binary (*i.e.* sudden disappearance of the inner part of the accretion disk, as opposed with continuous disappearance), then the normal modes of the relativistic object are excited, yielding a detectable signal as long as $f_{\text{QNM}} \approx 1\text{kHz}$.

Detections of gravitational wave burst from galactic binaries could greatly constrain the accretion/ejection models. The coincident detection of high energy neutrinos (*e.g.* by ANTARES or ICECUBE) and GW bursts coming from similar galactic objects could furthermore yield interesting information on the scale of appearance of Quantum Gravity effects [Choubey and King, 2003].

- [Aartsen et al., 2014] Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., Aguilar, J. A., Ahlers, M., Ahrens, M., Altmann, D., Anderson, T., Argüelles, C., Arlen, T. C., and et al. (2014). Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data. *Physical Review Letters*, 113(10) :101101. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014PhRvL.113j1101A>. 15, 22
- [Abbasi et al., 2012] Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., Ackermann, M., Adams, J., Aguilar, J. A., Ahlers, M., Allen, M. M., Altmann, D., Andeen, K., et al. (2012). The design and performance of IceCube DeepCore. *Astroparticle Physics*, 35 :615–624. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012APh...35..615A>. 15
- [Abdo et al., 2011] Abdo, A. A. et al. (2011). Observations of the Young Supernova Remnant RX J1713.7-3946 with the Fermi Large Area Telescope. *Astrophys. Journ.*, 734 :28. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ApJ...734...28A>. 13
- [Ackermann et al., 2013] Ackermann, M. et al. (2013). Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants. *Science*, 339 :807–811. <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2013Sci...339..807A>. 13
- [Adrián-Martínez et al., 2012a] Adrián-Martínez, S. et al. (2012a). Search for Cosmic Neutrino Point Sources with Four Years of Data from the ANTARES Telescope. *Astrophys. J.*, 760 :53. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...760...53A>. 18
- [Adrián-Martínez et al., 2012b] Adrián-Martínez, S. et al. (2012b). The positioning system of the ANTARES Neutrino Telescope. *Journal of Instrumentation*, 7 :8002. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012JInst...7T8002A>. 50
- [Aharonian and Atoyan, 1991] Aharonian, F. A. and Atoyan, A. M. (1991). A Model of Pulsed Gamma-Radiation from the X-Ray Bi-

- nary Hercules X-1/HZ Herculis. *Astrophys. J.*, 381 :220–227. <http://adsabs.harvard.edu/full/1991ApJ...381..220A>. 252
- [Akhmedov et al., 2013] Akhmedov, E. K., Razzaque, S., and Smirnov, A. Y. (2013). Mass hierarchy, 2-3 mixing and CP-phase with huge atmospheric neutrino detectors. *Journal of High Energy Physics*, 2 :82. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013JHEP...02..082A>. 195
- [AMANDA, 2005] AMANDA (2005). New results from the AMANDA Neutrino Telescope. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 145 :319–322. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005NuPhS.145..319A>. 251
- [Amram et al., 2000] Amram, P. et al. (2000). Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope. *Astroparticle Physics*, 13 :127–136. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000APh...13..127A>. 52
- [Anchordoqui et al., 2003] Anchordoqui, L. A. et al. (2003). Neutrinos from Accreting Neutron Stars. *Astrophys. J.*, 589 :481–486. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0211231>. 252
- [Ando et al., 2013] Ando, S., Baret, B., Bartos, I., Bouhou, B., Chassande-Mottin, E., Corsi, A., Di Palma, I., Dietz, A., Donzaud, C., Eichler, D., Finley, C., Guetta, D., Halzen, F., Jones, G., Kandhasamy, S., Kotake, K., Kouchner, A., Mandic, V., Márka, S., Márka, Z., Moscoso, L., Papa, M. A., Piran, T., Pradier, T., Romero, G. E., Sutton, P., Thrane, E., Van Elewyck, V., and Waxman, E. (2013). Colloquium : Multimessenger astronomy with gravitational waves and high-energy neutrinos. *Reviews of Modern Physics*, 85 :1401–1420. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013RvMP...85.1401A>. 117, 251
- [Ando and Beacom, 2005] Ando, S. and Beacom, J. F. (2005). Revealing the Supernova Gamma-Ray Burst Connection with TeV Neutrinos. *Physical Review Letters*, 95(6) :061103. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005PhRvL...95f1103A>. 120, 173, 183, 242, 247
- [ANTARES, 2006] ANTARES (2006). First results of the Instrumentation Line for the deep-sea ANTARES neutrino telescope. *Astroparticle Physics*, 26 :314–324. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006APh...26..314A>. 39, 75
- [ANTARES, 2009] ANTARES (2009). Performance of the First ANTARES Detector Line. *Astroparticle Physics*, 31 :277–283. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008arXiv0812.2095A>. 39, 75

- [ANTARES, 2010] ANTARES (2010). Performance of the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 622 :59–73. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010NIMPA.622...59A>. 75, 78
- [ANTARES, 2011a] ANTARES (2011a). A fast algorithm for muon track reconstruction and its application to the ANTARES neutrino telescope. *Astroparticle Physics*, 34 :652–662. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011APh....34..652A>. 141
- [ANTARES, 2011b] ANTARES (2011b). AMADEUS The acoustic neutrino detection test system of the ANTARES deep-sea neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 626 :128–143. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011NIMPA.626..128A>. 8
- [ANTARES, 2013] ANTARES (2013). The Antares Collaboration : Contributions to the 33st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013, Rio de Janeiro). *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1312.4308T>. 19, 21
- [ANTARES, 2015] ANTARES (2015). The Antares Collaboration : Contributions to the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015, The Hague). *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015arXiv151004508T>. 21, 21, 22, 22, 26, 28
- [ANTARES & Virgo/LIGO, 2013] ANTARES & Virgo/LIGO (2013). A first search for coincident gravitational waves and high energy neutrinos using LIGO, Virgo and ANTARES data from 2007. *JCAP*, 6 :8. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013JCAP...06..008A>. iv, 117, 137, 148, 152
- [Arnaud et al., 2002a] Arnaud, N. et al. (2002a). Detection in coincidence of gravitational wave bursts with a network of interferometric detectors : Geometric acceptance and timing. *Phys. Rev. D*, 65 :042004. <http://cds.cern.ch/record/511373/files/0107081.pdf>. 247, 266
- [Arnaud et al., 2002b] Arnaud, N. et al. (2002b). Gravity wave and neutrino bursts from stellar collapse : A sensitive test of neutrino masses. *Phys. Rev. D.*, 65(3) :033010. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002PhRvD..65c3010A>. 113
- [Aso et al., 2008] Aso, Y., Márka, Z., Finley, C., Dwyer, J., Kotake, K., and Márka, S. (2008). Search method for coincident events from LIGO and IceCube detectors. *Classical and Quantum Gravity*, 25(11) :114039. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008CQGra..25k4039A>. 111

- [Bahcall and Mészáros, 2000] Bahcall, J. N. and Mészáros, P. (2000). 5-10 GeV Neutrinos from Gamma-Ray Burst Fireballs. *Physical Review Letters*, 85 :1362. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000PhRvL..85.1362B>. 247
- [BAIKAL, 2009] BAIKAL (2009). The BAIKAL neutrino experiment : Physics results and perspectives. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 602 :14–20. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009NIMPA.602...14A>. 14
- [BAIKAL-GVD, 2013] BAIKAL-GVD (2013). Present status of the BAIKAL-GVD project development. *Journal of Physics Conference Series*, 409(1) :012141. <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/409/1/012141/pdf>. 14
- [Baret et al., 2012a] Baret, B., Bartos, I., Bouhou, B., Chassande-Mottin, E., Corsi, A., Di Palma, I., Donzaud, C., Drago, M., Finley, C., Jones, G., Klimenko, S., Kouchner, A., Márka, S., Márka, Z., Moscoso, L., Papa, M. A., Pradier, T., Prodi, G., Raffai, P., Re, V., Rollins, J., Salemi, F., Sutton, P., Tse, M., Van Elewyck, V., and Vedovato, G. (2012a). Multimessenger science reach and analysis method for common sources of gravitational waves and high-energy neutrinos. *Phys. Rev. D*, 85(10) :103004. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012PhRvD..85j3004B>. 117, 132, 164, 172, 185
- [Baret et al., 2012b] Baret, B., Bartos, I., Bouhou, B., Chassande-Mottin, E., Corsi, A., Di Palma, I., Donzaud, C., Drago, M., Finley, C., Jones, G., Klimenko, S., Kouchner, A., Márka, S., Márka, Z., Moscoso, L., Papa, M. A., Pradier, T., Prodi, G., Raffai, P., Re, V., Rollins, J., Salemi, F., Sutton, P., Tse, M., Van Elewyck, V., and Vedovato, G. (2012b). Multimessenger science reach and analysis method for common sources of gravitational waves and high-energy neutrinos. *Phys. Rev. D*, 85(10) :103004. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012PhRvD..85j3004B>. 135
- [Baret et al., 2011] Baret, B., Bartos, I., Bouhou, B., Corsi, A., Palma, I. D., Donzaud, C., Elewyck, V. V., Finley, C., Jones, G., Kouchner, A., Márka, S., Márka, Z., Moscoso, L., Chassande-Mottin, E., Papa, M. A., Pradier, T., Raffai, P., Rollins, J., and Sutton, P. (2011). Bounding the time delay between high-energy neutrinos and gravitational-wave transients from gamma-ray bursts. *Astroparticle Physics*, 35 :1–7. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011APh....35....1B>. 126

- [Baret and Van Elewyck, 2011] Baret, B. and Van Elewyck, V. (2011). High-energy neutrino astronomy : detection methods and first achievements. *Reports on Progress in Physics*, 74(4) :046902. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011RPPh...74d6902B>. 251
- [Bartos et al., 2011] Bartos, I., Finley, C., Corsi, A., and Márka, S. (2011). Observational Constraints on Multimessenger Sources of Gravitational Waves and High-Energy Neutrinos. *Physical Review Letters*, 107(25) :251101. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011PhRvL.107y1101B>. 153
- [Beacom et al., 2001] Beacom, J. F., Boyd, R. N., and Mezzacappa, A. (2001). Black hole formation in core-collapse supernovae and time-of-flight measurements of the neutrino masses. *Phys. Rev. D*, 63(7) :073011. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001PhRvD...63g3011B>. 113, 114
- [Bednarek, 2005] Bednarek, W. (2005). TeV neutrinos from microquasars in compact massive binaries. *Astrophys. J.*, 631 466. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...631..466B>. 252
- [Bolmont and Jacholkowska, 2011] Bolmont, J. and Jacholkowska, A. (2011). Lorentz Symmetry breaking studies with photons from astrophysical observations. *Advances in Space Research*, 47 :380–391. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011AdSpR...47..380B>. 251
- [Bouhou, 2012] Bouhou, B. (2012). *Recherche conjointe d'ondes gravitationnelles et de neutrinos cosmiques de haute énergie avec les détecteurs VIRGO-LIGO et ANTARES*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie. http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2012/PhDThesis_Bouhou.pdf. iv, iv, v, 137, 137, 148, 148, 157, 161, 163, 164
- [Braginskii and Thorne, 1987] Braginskii, V. B. and Thorne, K. S. (1987). Gravitational-wave bursts with memory and experimental prospects. *Nature*, 327 :123–125. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1987Natur.327..123B>. 262
- [Chassande-Mottin et al., 2011] Chassande-Mottin, E., Hendry, M., Sutton, P. J., and Márka, S. (2011). Multimessenger astronomy with the Einstein Telescope. *General Relativity and Gravitation*, 43 :437–464. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011GRGr...43..437C>. 251
- [Cheng and Ruderman, 1989] Cheng, K. S. and Ruderman, M. (1989). Period differences between X-ray and very high energy gamma-ray

- observations of accreting X-ray pulsars. *Astrophys. J.*, 337 :L77–L79. <http://adsabs.harvard.edu/full/1989ApJ...337L..77C>. 252
- [Choubey and King, 2003] Choubey, S. and King, S. F. (2003). Gamma ray bursts as probes of neutrino mass, quantum gravity and dark energy. *Phys. Rev. D*, 67 :073005. See also references therein - <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0207260>. 114, 274
- [Creusot, 2015] Creusot, A. (2015). PPM-DU data analysis : update of the rate results. *Antares/KM3NeT collaboration meeting in Ischia*. 73
- [Cussat-Legras and Le Gal, 2004] Cussat-Legras, A.-S. and Le Gal, P. (2004). Bioluminescence of the dinoflagellate pyrocystis noctiluca induced by laminar and turbulent couette flow. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 310. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022098104002886>. 47
- [Cussat-Legras et al., 2003] Cussat-Legras, A.-S., Le Gal, P., and Berland, B. (2003). Couette flow-induced bioluminescence in the dinoflagellate pyrocystis noctiluca. *Proceedings of the 13th International Couette-Taylor Workshop - Nonlinear Dynamics in fluids*. http://www-fa.upc.es/websfa/fluids/TC2003/talks/a12_dino.pdf. 47, 47
- [de Araujo et al., 2002] de Araujo, J. C. N. et al. (2002). Space detection of gravitational waves (LISA). In *The Ninth Marcel Grossmann Meeting*, pages 1875–1886. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002nmgm.meet.1875D>. 273
- [de Freitas Pacheco, 1998] de Freitas Pacheco, J. A. (1998). Do soft gamma repeaters emit gravitational waves? *Astronomy & Astrophysics*, 336 :397–401. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9805321>. 259
- [de Vries-Uiterweerd, 2007] de Vries-Uiterweerd, G. (2007). *Signal and background in the underwater neutrino telescope Antares*. PhD thesis, NIKHEF and Utrecht university, The Netherlands. <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2007/Garnt-deVries-phd.pdf>. ii
- [Detweiler, 1980] Detweiler, S. (1980). Black holes and gravitational waves. III - The resonant frequencies of rotating holes. *Astrophys. J.*, 239 :292–295. <http://adsabs.harvard.edu/full/1980ApJ...239..292D>. 256
- [Distefano et al., 2002] Distefano, C., Guetta, D., Waxman, E., and Levinson, A. (2002). Neutrino flux predictions for known Galactic

- microquasars. *Astrophys. J.*, 575 :378–383. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0202200>. 252, 253
- [Ernenwein, 2005] Ernenwein, J.-P. (2005). Neutrino Astronomy with ANTARES. In *SF2A-2005 : Semaine de l’Astrophysique Francaise*, page 491. <http://antares.in2p3.fr/Publications/conferences/2005/ernenwein-sf2a05-paper.pdf>. 251
- [Ernenwein, 2007] Ernenwein, J. P. (2007). Habilitation à Diriger des Recherches. *Université de Haute Alsace*. iii, 75
- [Ferry, 2004] Ferry, S. (2004). *Etude de la production de neutrinos associés aux sursauts gamma dans le modèle du Boulet de Canon. Possibilité d’observation de ces neutrinos par le détecteur ANTARES, et étude du bruit de fond optique enregistré par le prototype d’un secteur de ligne*. PhD thesis, Université de Strasbourg. <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2004/Sophie-Ferry-phd.ps.gz>. ii, v, 43
- [Franco et al., 2013] Franco, D., Jollet, C., Kouchner, A., Kulikovskiy, V., Mereghaglia, A., Perasso, S., Pradier, T., Tonazzo, A., and Van Elewyck, V. (2013). Mass hierarchy discrimination with atmospheric neutrinos in large volume ice/water Cherenkov detectors. *Journal of High Energy Physics*, 4 :8. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013JHEP...04..008F>. 195
- [Gaisser and Stanev, 1985] Gaisser, T. K. and Stanev, T. (1985). Calculation of neutrino flux from Cygnus X-3. *Phys. Rev. Letters*, 54 :2265–2268. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1985PhRvL..54.2265G>. 252
- [Guetta et al., 2004] Guetta, D., Hooper, D., Alvarez-Mun˜Iz, J., Halzen, F., and Reuveni, E. (2004). Neutrinos from individual gamma-ray bursts in the BATSE catalog. *Astroparticle Physics*, 20 :429–455. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004APh...20..429G>. 172, 173, 174, 180, 181
- [Guillard, 2010] Guillard, G. (2010). *Etude de la sensibilité du télescope à neutrinos ANTARES aux photons de très haute énergie - Contribution à l’étalonnage en temps du détecteur*. PhD thesis, Université de Strasbourg. <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2010/Goulven-Guillard-phd.pdf>. iii, v, 75, 79, 83, 85, 102, 104, 106
- [Haddock and Case, 1999] Haddock, S. H. D. and Case, J. F. (1999). Bioluminescence spectra of shallow and deep-sea gelatinous zooplankton : ctenophores, medusae and siphonophores. *Marine Biology*, 133(3) :571–582. http://www.mbari.org/staff/haddock/abstracts/haddock_spectra.pdf. 245

- [Halladjian, 2010] Halladjian, G. (2010). *Search for high energy cosmic neutrino point sources with ANTARES*. PhD thesis, CPPM, Marseille. <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2010/Garabed-Halladjian-phd.pdf>. 142
- [Harding and Gaisser, 1990] Harding, A. K. and Gaisser, T. K. (1990). Acceleration by pulsar winds in binary systems. *Astrophys. J.*, 358 :561–574. <http://adsabs.harvard.edu/full/1990ApJ...358..561H>. 252
- [Hofestädt et al., 2015] Hofestädt, J., James, C. W., and KM3NeT (2015). Studies of intrinsic resolution to low energy electron and muon neutrino events with neutrino telescopes. In of Science, P., editor, *Proceedings of the 34th ICRC-The Hague-The Netherlands*. https://indico.cern.ch/event/344485/session/136/contribution/749/attachments/1137930/1629075/JHofestaedt_ICRC2015_proceedings_intrinsicLimits.pdf. 233, 233
- [Hümmer et al., 2012] Hümmer, S., Baerwald, P., and Winter, W. (2012). Neutrino Emission from Gamma-Ray Burst Fireballs, Revised. *Physical Review Letters*, 108(23) :231101. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012PhRvL.108w1101H>. 121, 173
- [Hyper-K., 2011] Hyper-K. (2011). Letter of Intent : The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1109.3262A>. 200
- [IceCube, 2005] IceCube (2005). The IceCube Neutrino Observatory. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 143 :367–370. 251
- [IceCube, 2010] IceCube (2010). Search for Muon Neutrinos from Gamma-ray Bursts with the IceCube Neutrino Telescope. *Astrophys. J.*, 710 :346–359. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...710..346A>. 146
- [IceCube, 2012] IceCube (2012). Measurements of Cosmic Rays with Ice-top/icecube : Status and Results. *Modern Physics Letters A*, 27 :30038. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012MPLA...2730038T>. 15
- [IceCube, 2013] IceCube (2013). Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector. *Science*, 342 :6161. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013Sci...342E...1I>. 15

- [IceCube-Gen2 et al., 2014] IceCube-Gen2, :, Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., Aguilar, J. A., Ahlers, M., Ahrens, M., Altmann, D., Anderson, T., and et al. (2014). IceCube-Gen2 : A Vision for the Future of Neutrino Astronomy in Antarctica. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014arXiv1412.5106I>. 16
- [IceCube-PINGU, 2014] IceCube-PINGU (2014). Letter of Intent : The Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU). *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014arXiv1401.2046T>. 200
- [IceCube-Virgo/LIGO, 2014] IceCube-Virgo/LIGO (2014). Multimesenger search for sources of gravitational waves and high-energy neutrinos : Initial results for LIGO-Virgo and IceCube. *Phys. Rev. D*, 90(10) :102002. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014PhRvD..90j2002A>. 160, 169, 169, 170, 170, 170, 171, 172, 183, 183, 183
- [Klimenko et al., 2008] Klimenko, S., Yakushin, I., Mercer, A., and Mitselmakher, G. (2008). A coherent method for detection of gravitational wave bursts. *Classical and Quantum Gravity*, 25(11) :114029. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008CQGra..25k4029K>. 132, 161
- [KM3NeT, 2014] KM3NeT (2014). Deep sea tests of a prototype of the KM3NeT digital optical module. *Eur. Phys. J.*, C74(9) :3056. <http://arxiv.org/abs/1405.0839>. 33, 73, 238
- [KM3NeT, 2015] KM3NeT (2015). The prototype detection unit of the KM3NeT detector. *ArXiv e-prints*. <http://arxiv.org/abs/1510.01561>. 33, 238, 244
- [Kokkotas, 2004] Kokkotas, K. D. (2004). High-frequency sources of gravitational waves. *Classical & Quantum Gravity*, 21 Issue 5 :S501–S507. <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0264-9381/21/5/017/meta>. 255, 259
- [Kolb et al., 1985] Kolb, E. W. et al. (1985). Production and detection of high-energy neutrinos from Cygnus X-3. *Phys. Rev. D*, 32 :1145–1151. <http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.32.1145>. 252
- [Kotani et al., 2006] Kotani, T. et al. (2006). A Massive Jet Ejection Event from the Microquasar SS 433 Accompanying Rapid X-Ray Variability. *Astrophys. J.*, 637 :486–493. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ...637..486K>. 262

- [Kouchner, 2001] Kouchner, A. (2001). *Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype*. PhD thesis, Université de Paris 7, Paris, CEA/Dapnia, France. <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2001/antoine-kouchner-phd.ps.gz>. 39
- [Kouchner, 2010] Kouchner, A. (2010). *Antares : étalonnage de l'électronique frontale, étude de muons atmosphériques, et recherche de neutrinos cosmiques*. *Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris VII*. <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2010/Antoine-Kouchner-hdr.pdf>. iii, 75, 78, 103
- [Lachartre and Feinstein, 2000] Lachartre, D. and Feinstein, F. (2000). Application specific integrated circuits for ANTARES offshore front-end electronics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 442 :99–104. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000NIMPA.442...99L>. 75
- [LAGUNA-LBNO, 2013] LAGUNA-LBNO (2013). The mass-hierarchy and CP-violation discovery reach of the LBNO long-baseline neutrino experiment. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1312.6520L>. 200
- [Latz et al., 1999] Latz, M. I. et al. (1999). Luminescent response of the red tide dinoflagellate *lingulodinium polyedrum* to laminar and turbulent flow. *Limnol. Oceanogr.*, 44. http://www.aslo.org/lo/toc/vol_44/issue_6/1423.pdf. 45, 47
- [LBNE, 2013] LBNE (2013). The Long-Baseline Neutrino Experiment : Exploring Fundamental Symmetries of the Universe. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1307.7335L>. 200
- [Levinson and Waxman, 2001] Levinson, A. and Waxman, E. (2001). Probing Micro-quasars with TeV Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :171101. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0106102>. 146, 252
- [Li et al., 2013] Li, Y.-F., Cao, J., et al. (2013). Unambiguous determination of the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos. *Phys. Rev. D*, 88(1) :013008. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013PhRvD..88a3008L>. 200
- [Lu et al., 2015] Lu, J.-S. et al. (2015). Constraining absolute neutrino masses via detection of galactic supernova neutrinos at JUNO. *JCAP*, 5 :44. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015JCAP...05..044L>. 113

- [Lunardini et al., 2015] Lunardini, C., Razzaque, S., and Yang, L. (2015). Multimessenger study of the Fermi bubbles : Very high energy gamma rays and neutrinos. *Phys. Rev. D*, 92(2) :021301. <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2015PhRvD..92b1301L>. 24
- [Márka, 2012] Márka, S. (2012). Exploring the birth and death of black holes and other creatures. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 1260 :55–65. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012NYASA1260...55M>. 251
- [Martineau-Huynh et al., 2015] Martineau-Huynh, O., Kotera, K., Charrier, D., De Jong, S., de Vries, K. D., Fang, K., Feng, Z., Finley, C., Gou, Q., Gu, J., Hu, H., Murase, K., Niess, V., Oikonomou, F., Renault-Tinacci, N., Schmid, J., Timmermans, C., Wang, Z., Wu, X., Zhang, J., and Zhang, Y. (2015). The Giant Radio Array for Neutrino Detection. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015arXiv150801919M>. 8
- [Meszaros et al., 1993] Meszaros, P., Laguna, P., and Rees, M. J. (1993). Gasdynamics of relativistically expanding gamma-ray burst sources - Kinematics, energetics, magnetic fields, and efficiency. *Astrophys. J.*, 415 :181–190. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9301007>. 264
- [Mineshige et al., 2002] Mineshige, S., Hosokawa, T., Machida, M., and Matsumoto, R. (2002). Gravitational-Wave Radiation from Magnetized Accretion Disks. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 54 :655–660. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0208406>. 255
- [Nagar et al., 2004] Nagar, A., Diaz, G., Pons, J. A., and Font, J. A. (2004). Accretion-driven gravitational radiation from nonrotating compact objects : Infalling quadrupolar shells. *Phys. Rev. D*, 69 :124028. <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0403077>. 256, 259
- [Neronov and Semikoz, 2016] Neronov, A. and Semikoz, D. (2016). Neutrinos from extra-large Hadron Collider in the Milky Way. *Astroparticle Physics*, 72 :32–37. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016APh....72...32N>. 16
- [NovA, 2013] NovA (2013). The NOvA experiment : status and outlook. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 235 :151–157. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013NuPhS.235..151P>. 200
- [Pagliaroli et al., 2009] Pagliaroli, G., Vissani, F., Coccia, E., and Fulgione, W. (2009). Neutrinos from Supernovae as a Trigger for Gravitational Wave Search. *Physical Review Letters*, 103(3) :031102. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009PhRvL.103c1102P>. 243, 243

- [Pierre Auger Collab., 2013] Pierre Auger Collab. (2013). Ultrahigh Energy Neutrinos at the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1304.1630P>. 8
- [Piran, 2002] Piran, T. (2002). Gamma-ray bursts - A primer for relativists. In *General Relativity & Gravitation, proceedings of the 16th International Conference on General Relativity & Gravitation, held July 15-21, 2001, in Durban, South Africa*. Edited by Nigel T. Bishop & D. Maharaj Sunil. ISBN 981-238-171-6, published by World Scientific, Singapore, page 259. <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0205045>. 264
- [Pradier, 2001] Pradier, T. (2001). *Etudes d'algorithmes pour la détection de signaux impulsifs d'ondes gravitationnelles*. PhD thesis, Paris 11. <http://inspirehep.net/record/917827/files/cer-002322646.pdf>. iii, 115, 246
- [Pradier, 2009] Pradier, T. (2009). Coincidences between gravitational wave interferometers and high energy neutrino telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 602 :268–274. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009NIMPA.602..268P>. iv, iv, 111, 128, 157, 164, 251
- [Pradier et al., 2001] Pradier, T. et al. (2001). Efficient filter for detecting gravitational wave bursts in interferometric detectors. *Phys. Rev. D*, 63 :042002. <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0010037>. 267
- [Priede et al., 2008] Priede, I., Jamieson, A., Heger, A., Craig, J., and Zuur, A. (2008). The potential influence of bioluminescence from marine animals on a deep-sea underwater neutrino telescope array in the Mediterranean Sea. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research*, 55 :1474–1483. <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2008DSRI..55.1474P>. 42
- [Rodriguez and Mirabel, 1999] Rodriguez, L. F. and Mirabel, I. F. (1999). Repeated Relativistic Ejections in GRS 1915+105. *Astrophys. J.*, 511 :398–404. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9808341>. 262
- [Romero et al., 2003] Romero, G. E., Torres, D. E., Kaufman Bernadó, M. M., and Mirabel, I. F. (2003). Hadronic gamma-ray emission from windy microquasars. *Astronomy & Astrophysics*, 410 :L1–L4. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0309123>. 252
- [Rorh et al., 2002] Rorh, J. et al. (2002). Bioluminescence flow visualization in the ocean : an initial strategy based on laboratory experiments. *Deep-Sea Research*, 49. <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a455847.pdf>. 45

- [Schoorlemmer et al., 2015] Schoorlemmer, H., Belov, K., Romero-Wolf, A., García-Fernández, D., Bugaev, V., Wissel, S. A., Allison, P., Alvarez-Muñiz, J., Barwick, S. W., Beatty, J. J., Besson, D. Z., Binns, W. R., Carvalho, Jr., W. R., Chen, C., Chen, P., Clem, J. M., Connolly, A., Dowkontt, P. F., DuVernois, M. A., Field, R. C., Goldstein, D., Gorham, P. W., Hast, C., Heber, C. L., Huege, T., Hoover, S., Israel, M. H., Javaid, A., Kowalski, J., Lam, J., Learned, J. G., Liever, K. M., Link, J. T., Luszczek, E., Matsuno, S., Mercurio, B. C., Miki, C., Miočinović, P., Mulrey, K., Nam, J., Naudet, C. J., Ng, J., Nichol, R. J., Palladino, K., Rauch, B. F., Roberts, J., Reil, K., Rotter, B., Rosen, M., Ruckman, L., Saltzberg, D., Seckel, D., Urdaneta, D., Varner, G. S., Viereg, A. G., Walz, D., Wu, F., and Zas, E. (2015). Energy and Flux Measurements of Ultra-High Energy Cosmic Rays Observed During the First ANITA Flight. *ArXiv e-prints*. <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2015arXiv150605396S>. 8
- [Schulte et al., 2013] Schulte, L., Voge, M., Hoffmann, A., Böser, S., Köpke, L., and Kowalski, M. (2013). A large-area single photon sensor employing wavelength-shifting and light-guiding technology. *ArXiv e-prints*. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1307.6713S>. 245
- [Segalis and Ori, 2001] Segalis, E. B. and Ori, A. (2001). Emission of gravitational radiation from ultrarelativistic sources. *Phys. Rev. D*, 64 :064018. <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0101117>. 261
- [Seto et al., 2001] Seto, N. et al. (2001). Possibility of Direct Measurement of the Acceleration of the Universe Using 0.1 Hz Band Laser Interferometer Gravitational Wave Antenna in Space. *Physical Review Letters*, 87 :221103. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0108011>. 273
- [Shemi and Piran, 1990] Shemi, A. and Piran, T. (1990). The appearance of cosmic fireballs. *Astrophys. J. Letters*, 365 :L55–L58. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...365L..55S>. 264
- [Spiering, 2008] Spiering, C. (2008). High Energy Neutrino Astronomy : Status and Perspectives. In Aharonian, F. A., Hofmann, W., and Rieger, F., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1085 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 18–29. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008AIPC.1085...18S>. 251
- [Spurio, 2014] Spurio, M. (2014). Constraints to a Galactic component of the Ice Cube cosmic neutrino flux from ANTARES. *Phys.*

- Rev. D*, 90(10) :103004. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014PhRvD..90j3004S>. 16
- [Su et al., 2010] Su, M., Slatyer, T. R., and Finkbeiner, D. P. (2010). Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind? *Astrophys. J.*, 724 :1044–1082. <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2010ApJ...724.1044S>. 24
- [Sutton et al., 2010] Sutton, P. J., Jones, G., Chatterji, S., Kalmus, P., Leonor, I., Poprocki, S., Rollins, J., Searle, A., Stein, L., Tinto, M., and Was, M. (2010). X-Pipeline : an analysis package for autonomous gravitational-wave burst searches. *New Journal of Physics*, 12(5) :053034. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010NJPh...12e3034S>. 132
- [T2K, 2013] T2K (2013). Evidence of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam. *Phys. Rev. D*, 88(3) :032002. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013PhRvD..88c2002A>. 200
- [The KM3NET Project, 2005] The KM3NET Project (2005). <http://km3net.org>. 251
- [Thorne, 1992] Thorne, K. S. (1992). Gravitational-wave bursts with memory : The Christodoulou effect. *Phys. Rev. D*, 45 :520–524. <http://authors.library.caltech.edu/7126/1/TH0prd92.pdf>. 262
- [Virgo/LIGO, 2010] Virgo/LIGO (2010). Search for Gravitational-wave Inspirational Signals Associated with Short Gamma-ray Bursts During LIGO's Fifth and Virgo's First Science Run. *Astrophys. J.*, 715 :1453–1461. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...715.1453A>. 127
- [Virgo/LIGO, 2011] Virgo/LIGO (2011). Search for Gravitational Wave Bursts from Six Magnetars. *Astrophys. J. Lett.*, 734 :L35. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ApJ...734L..35A>. 119
- [Wagoner, 1984] Wagoner, R. V. (1984). Gravitational radiation from accreting neutron stars. *Astrophys. J.*, 278 :345–348. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJ...278..345W>. 254
- [Waxman and Bahcall, 1997] Waxman, E. and Bahcall, J. (1997). High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs. *Physical Review Letters*, 78 :2292–2295. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997PhRvL..78.2292W>. 120, 172
- [Waxman and Bahcall, 1999] Waxman, E. and Bahcall, J. (1999). High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound. *Phys.*

- Rev. D*, 59(2) :023002. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999PhRvD..59b3002W>. 16
- [Wąs et al., 2012] Wąs, M., Sutton, P. J., Jones, G., and Leonor, I. (2012). Performance of an externally triggered gravitational-wave burst search. *Phys. Rev. D*, 86(2) :022003. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012PhRvD..86b2003W>. 139