IReS-05-004
N° d'ordre 4612

THESE

présentée et soutenue publiquement le 17 septembre 2004

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité Physique des Particules

par **Sophie FERRY**

Titre

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.

devant la commission d'examen :

Jean Heyvaerts	Président du jury et rapporteur interne
Alvaro De Rújula	Rapporteur externe
Daniel Vignaud	Rapporteur externe
Chantal Racca	Directrice de thèse
John R. Hubbard	Examinateur
Jean-Jacques Aubert	Examinateur

Remerciements

Je remercie Daniel Huss, directeur de laboratoire, pour son accueil au sein de l'IReS. Je remercie également Chantal Racca, ma directrice de thèse, pour m'avoir offert la possibilité de préparer ce doctorat.

J'adresse ma gratitude aux membres du jury, tout particulièrement à Jean Heyvaerts pour en avoir pris la présidence tout en étant rapporteur, et pour avoir été une aide indispensable pour la réécriture de ces pages. Je tiens à remercier notamment Daniel Vignaud et Alvaro De Rújula d'avoir accepté d'être rapporteurs.
Une pensée supplémentaire est destinée au dernier cité, pour son soutien et son amitié et je salue bien sûr Arnon Dar.

Je souhaite adresser toute ma sincère reconnaissance à Dick, sans qui ce travail n'aurait pas vu le jour. Pour l'intérêt que tu as porté à mon travail, ta patience à toute épreuve et pour cette incroyable passion de la physique que tu as su me faire partager, Merci à toi.

Un grand merci à Jean-Pierre E., ses conseils avisés et sa disponibilité m'ont été d'un grand secours. Merci pour ton amitié, ta bonne humeur et ton soutien, et pour la confiance que tu m'as accordée.

Je veux également remercier Thierry P. pour son amitié et son soutien. Son humour a permis -et permettra- à son entourage de garder le sourire. Bon courage avec Maman-planche.
Je n'oublierai pas Thierry S. Le soutien de M. Neutrinofrance m'a touchée et aidée. Ceci s'adresse également à Antoire K. et à Luciano M.

Je remercie l'équipe locale que j'ai côtoyée (presque) chaque jour ; Jean-Laurent, Laurent, Arnauld, Frédéric et Doriane, Nicolas, et Didier. Je salue tous les membres de la collaboration ANTARES, tout particulièrement Jean-Pierre Schuller, et les thésards que j'ai rencontrés, de près ou de loin.

Je garde une pensée spéciale pour mes parents et mon frère. Merci d'avoir été présents, de m'avoir soutenue et supportée (!) et surtout d'avoir fait en sorte de rester unis.

Pour mon meilleur ami Sinan, je n'ai pas de mot pour le remercier d'être tout simplement là ...

Et puis dans le désordre, je remercie Seb, Boris, Pierre, Christophe, Manuel, Yan, Paul, Neil, Jeannine, Fabien, Didier, Jean-Jacques, Violaine ... et tous ceux que je côtoie et que j'oublie ...

Table des matières

Introduction

La thématique du projet ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*) se trouve à la frontière entre plusieurs domaines de la physique : la physique des particules, l'astronomie et la cosmologie. Cette thématique qui prend pour nom «physique des astroparticules», cherche à observer les phénomènes astrophysiques en empruntant les techniques de la physique des particules. En particulier à haute énergie, ces techniques sont utilisées pour signer le passage de rayons X ou γ, de rayons cosmiques ou encore d'ondes gravitationnelles. De plus en plus, la cosmologie met en jeu la physique des particules et contribue à la contraindre. En effet, l'Univers peut être considéré comme un laboratoire où règnent des conditions extrêmes irréalisables sur Terre.
Dans ce nouveau domaine, le neutrino prend une bonne place (chapitre 1). Sa nature faiblement interagissante, sa neutralité et sa stabilité ouvrent de nouvelles perspectives. Il n'est pas exclu, comme lors des premières observations des rayonnements X ou γ, de faire de nouvelles découvertes. En particulier, la détection de neutrinos en provenance de jets astrophysiques serait une indication convaincante en faveur d'un modèle de jets constitué de hadrons (modèle hadronique) plutôt que d'un modèle électromagnétique dans lequel ces particules seraient absentes.
Plusieurs détecteurs de neutrinos - aussi appelés télescopes à neutrinos, car ils sont en mesure de localiser la source - sont à l'heure actuelle en fonctionnement ou en cours de réalisation (chapitre 2). ANTARES est l'un de ces détecteurs. Il sera placé en Mer Méditerranée, à 40 km au large de Toulon et à 2500 m de profondeur. Il s'agit d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs qui détectent la lumière Čerenkov produite lors de la propagation des muons issus de l'interaction de neutrinos aux alentours du détecteur.
Diverses études seront possibles avec le télescope ANTARES :

- la détection de sources ponctuelles émettrices de neutrinos, situées à des distances galactiques ou extra-galactiques ;
- l'étude des flux diffus de neutrinos cosmiques constitué de l'ensemble des émissions neutriniques de différentes sources ;
- la recherche de la matière noire par la détection de neutrinos issus de l'annihilation de neutralinos piégés gravitationnellement dans le Soleil, la Terre ou le centre de la Galaxie.

En parallèle, ANTARES pourra contribuer à la compréhension des milieux sous-marins de grande profondeur.

Il existe de nombreuses sources astrophysiques qui, selon les modèles, pourraient émettre des neutrinos. Les sursauts gamma sont des sources prometteuses de ce point de vue (chapitre 3). Ce sont des événements violents découverts à la fin des années 60, qui émettent des photons dans le domaine gamma ($E_\gamma > 0{,}1$ MeV) pendant une courte durée (quelques secondes). Ils sont généralement suivis d'une émission plus longue (jusqu'à plusieurs jours) dans les domaines X et optique, la rémanence.
Plusieurs modèles permettent de reproduire les propriétés des sursauts gamma. L'un d'eux, le Modèle du Boulet de Canon, développé par A. Dar et A. De Rújula, prévoit naturellement une émission de neutrinos. Le modèle associe le phénomène des supernovae aux sursauts gamma. Une étoile massive en fin de vie voit son coeur s'effondrer (*core collapse supernova*) puis ses couches externes être éjectées. Une partie de cette matière

éjectée retombe sur l'objet compact central, et forme un disque d'accrétion. Des jets, perpendiculaires au plan du disque, expulsent de la matière sous forme de globules appelées *cannonballs*. Ces éjections traversent l'autre partie de la matière éjectée, répartie de façon isotrope et qui s'est éloignée de l'objet central. Le long de leur traversée, les cannonballs interagissent avec cette matière circumstellaire : les neutrinos sont produits par interaction nucléon-nucléon, l'émission gamma est issue du rayonnement thermique du cannonball et la rémanence provient du rayonnement synchrotron des électrons présents dans le cannonball.
Dans le modèle original, la traversée du cannonball dans le reste de supernova n'est pas traitée. La modification que j'ai apportée introduit l'évolution du cannonball dans le reste de supernova et permet de rendre ce modèle plus réaliste. Des ondes de choc se développent au voisinage desquelles les neutrinos sont produits (chapitre 4).
Le mode de production des rayonnements n'est pas modifié dans cette nouvelle version du modèle. Cependant, le choix des paramètres d'initialisation peut changer l'énergie totale émise. L'influence de ces paramètres, sur l'émission du sursaut gamma et des neutrinos associés, est étudiée dans le chapitre 5.
Tout comme les photons, les neutrinos produits dans le cadre de ce modèle de sursaut gamma sont très collimés. La Terre doit être proche de la direction du jet pour que ces particules soient détectables. Si un sursaut est détecté par un satellite dans l'hémisphère sud, ses neutrinos seront potentiellement visibles par ANTARES. Les informations directionnelles et temporelles des satellites permettront de réduire le bruit de fond des muons et des neutrinos atmosphériques. La mise en coïncidence des rayons gamma détectés par les satellites avec des neutrinos observables dans le détecteur permet d'évaluer la réponse d'ANTARES aux neutrinos éventuellement produits dans les sursauts gamma (chapitre 6).

Le milieu marin, dans lequel le détecteur ANTARES est placé, induit un bruit de fond supplémentaire. Nombre d'organismes sous-marins produisent de la lumière communément appelée «bioluminescence» (chapitre 7). Cette lumière émise par ces organismes bioluminescents, ainsi que le rayonnement issu de la transmutation du ^{40}K présent dans l'eau de mer, apparaissent dans la même gamme de longueur d'onde que celle à laquelle les photomultiplicateurs utilisés sont sensibles. L'étude de ce bruit de fond est important afin d'estimer son impact sur les performances du télescope. De plus, elle permettra de mieux connaître l'activité des organismes présents à ces profondeurs. Un prototype a été immergé au cours de l'année 2003 et j'ai étudié les données de bioluminescence recueillies (chapitre 8). Les analyses effectuées reprennent les points déjà abordés lors de tests précédents, comme l'étude de la corrélation des taux de comptage avec le courant ou entre modules optiques. D'autres points d'analyse ont été introduits, comme la recherche d'une périodicité dans les données ou l'étude de la forme des impulsions produites par certains organismes bioluminescents.

Première partie

Astrophysique, Neutrinos et Sursauts Gamma

Chapitre 1

Des Neutrinos pour l'Astronomie

I have done a terrible thing
I have postulated a particle
that cannot be detected.
Wolfgang Pauli

Regarder l'Univers occupe les esprits depuis la préhistoire. Les avancées théoriques et techniques ont provoqué des révolutions majeures dans la perception de l'espace qui nous entoure. Ces avancées, toujours plus rapides, permettent aujourd'hui d'observer l'Univers à des distances de plusieurs milliards d'année-lumières.
Mais il apparaît que les messagers généralement utilisés, les photons, ne sont pas les mieux adaptés pour l'observation à de grandes distances et à haute énergie. Pour réaliser de telles observations, il est nécessaire d'utiliser des messagers qui puissent voyager depuis leur lieu d'émission jusqu'à la Terre sans interagir.
Le neutrino possède ces propriétés. Même si cette particule garde encore de ses secrets, elle ouvre une nouvelle fenêtre d'observation de l'Univers.

Ce chapitre se présente comme une introduction à «l'astronomie neutrinique». Les observations effectuées avec les photons (§ 1.1.1) et les rayons cosmiques (§ 1.1.2) ont mis en évidence des phénomènes parfois inattendus. A haute énergie, ces rayonnements se voient limités, soit par la distance qu'ils peuvent parcourir, soit par la déviation de leur trajectoire (§ 1.1.3). Dans ce contexte le neutrino (§ 1.2) semble bien adapté pour tester les hypothèses concernant la nature des sources astrophysiques (§ 1.3.2).

1.1 Regard sur le ciel

Au cours du siècle dernier l'astronomie s'est en grande partie développée grâce aux observations devenues possibles dans une plus large gamme de longueurs d'onde. En effet jusqu'au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle l'exploration du ciel s'effectuait exclusivement dans le visible alors qu'aujourd'hui, tout le spectre électromagnétique est exploité.

1.1.1 Astronomie - Aperçu historique

C'est en cherchant à identifier la cause de parasites perturbant les radiocommunications qu'en 1931, Janski observe les premières ondes radio d'origine extra-terrestre. L'origine de ces ondes est probablement le centre de la galaxie. Les émissions radio sont attribuées aux électrons déviés par les champs magnétiques règnant près des objets astrophysiques, ou à leur interaction avec de la matière. Quelques années plus tard, le radiotélescope est inventé par Reber (1936). La détection d'ondes radio a permis de mettre en évidence l'existence d'électrons relativistes dans l'Univers et de découvrir des objets comme les quasars (1960) ou les pulsars (1967). C'est dans le domaine des ondes radio que Penzias et Wilson ont, en 1965, détecté le fond diffus cosmologique à 3° K. Cette découverte a conforté le modèle du Big Bang, qui prédit l'existence de ce rayonnement dû au découplage des photons.

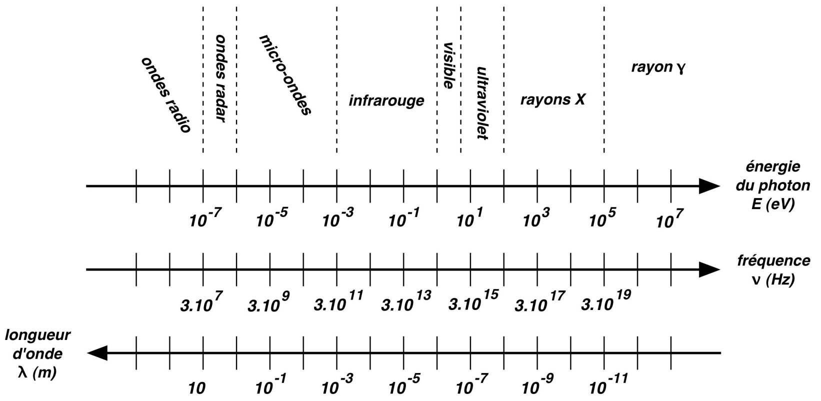


FIG. 1.1 – *Spectre électromagnétique.*

En 1948, les premiers rayons X sont observés par Friedman (la source est le Soleil). Pour une bonne détection de ces rayonnements, il faut cependant placer des détecteurs à une altitude supérieure à 50 km car l'atmosphère terrestre est absorbante aux rayons X. Le premier satellite artificiel, le satellite russe Spoutnik, est placé sur orbite en 1957. Le premier satellite d'observation X (Uhuru) date de 1970, et le premier satellite UV (OAO2) date de 1968. L'observation des rayons X a permis de découvrir des objets imprévus, comme les systèmes binaires X (deux astres en rotation autour du centre de gravité de leur système) ou le phénomène d'accrétion (accumulation de matière autour d'un objet très massif).

L'astronomie gamma débute à la fin des années 60 avec les observations des satellites VELA qui détectent pour la première fois des émissions provenant de sources appelées sursauts gamma. La découverte et les propriétés des sursauts gamma sont détaillés dans le chapitre 3.

Dans ce domaine des hautes énergies ce n'est que 30 ans plus tard, avec le détecteur EGRET[1], que les premières observations peuvent être effectuées au-dessus de la dizaine de GeV. Ce détecteur, placé à bord du satellite CGRO[2] et sensible entre 20 MeV et 30 GeV, a établi la première carte du ciel à haute énergie (figure 1.2) et mis en évidence les premières source émettrices au dessus de 100 MeV. Parmi les 271 sources répertoriées dans le troisième catalogue d'EGRET [2], plus d'une cinquantaine émettent au-dessus du GeV. Parallèlement, le détecteur au sol Whipple[3] observe une première source émettrice aux énergies de l'ordre du TeV : la nébuleuse du Crabe[4] [5]. D'autres sources sont mises

1. Energic Gammay Ray ExperimenT [1].
2. Compton Gamma Ray Observatory (1991-2000) : satellite comportant 4 instruments pour une sensibilité en énergie entre 30 keV et 30 GeV [4].
3. Télescope de 10 m de diamètre détectant les gerbes atmosphériques par imageur Čerenkov, dans une gamme d'énergie allant de 100 GeV à 10 TeV.
4. Il s'agit du reste d'une supernova observée par des savants chinois le 4 juillet 1054.

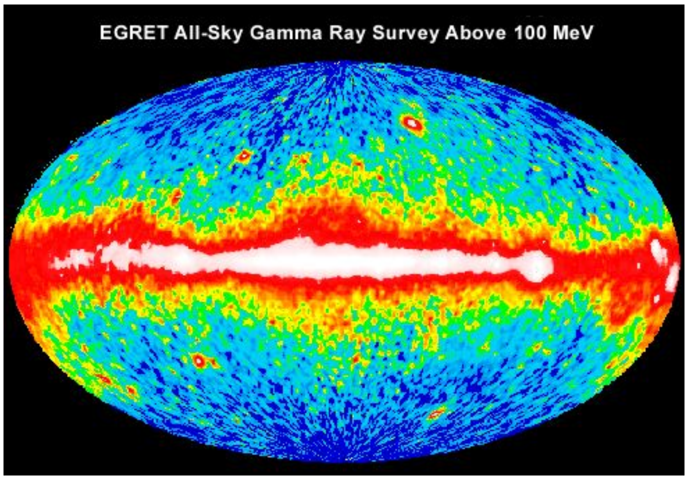


FIG. 1.2 – *Carte du ciel observé par le détecteur EGRET durant sa première année de fonctionnement, dans le rayonnement gamma d'énergie* > 100 *MeV.*

en évidence par Whipple : 2 noyaux actifs de galaxie, 2 pulsars et le reste de supernova SN1006.

Les photons ne sont pas les seules particules utilisées pour scruter l'Univers. D'autres particules, les rayons cosmiques, peuvent être détectées. Ces particules font l'objet de la section suivante.

1.1.2 Rayons cosmiques

Les rayons cosmiques, découverts en 1912 par V. Hess [6], atteignent la Terre en un flux isotrope. Les particules qui les composent sont aussi bien des particules élémentaires que des noyaux atomiques. Leur interaction avec les molécules d'azote et d'oxygène de l'atmosphère terrestre donne lieu à des gerbes de particules secondaires, qui peuvent être détectées au sol. Ces gerbes sont observées pour la première fois en 1938 par P. Auger [7] et l'énergie des particules primaires est estimée à 10^{15} eV. Aujourd'hui, les rayons cosmiques sont détectés jusqu'à 10^{20} eV. Leur flux peut être ajusté par une loi de puissance $E^{-\gamma}$, où l'exposant γ est l'indice spectral. Ce dernier prend 3 valeurs selon la gamme d'énergie:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad \text{avec} \quad \gamma \simeq \begin{cases} 2{,}7 & \text{pour} \quad 10^{10} < E < 10^{15} \text{ eV} \\ 3{,}0 & \text{pour} \quad 10^{15} < E < 10^{19} \text{ eV} \\ 2{,}7 & \text{pour} \quad E > 10^{19} \text{ eV} \end{cases} \tag{1.1}$$

Les changements de pente observés (figure 1.3) à 10^{15} eV et à 10^{19} eV sont appelés, respectivement, le «genou» et la «cheville».

Le flux de particules d'énergie inférieure à 10^5 GeV est important ; de petits détecteurs embarqués sur des ballons suffisent pour le mesurer. Les particules primaires sont détectées avant leur interaction et leur composition relative peut être déterminée :

- 50 % de protons
- 25 % de particules α
- 13 % d'élements comme le carbone, l'azote, l'oxygène
- 11 % d'élements de fer

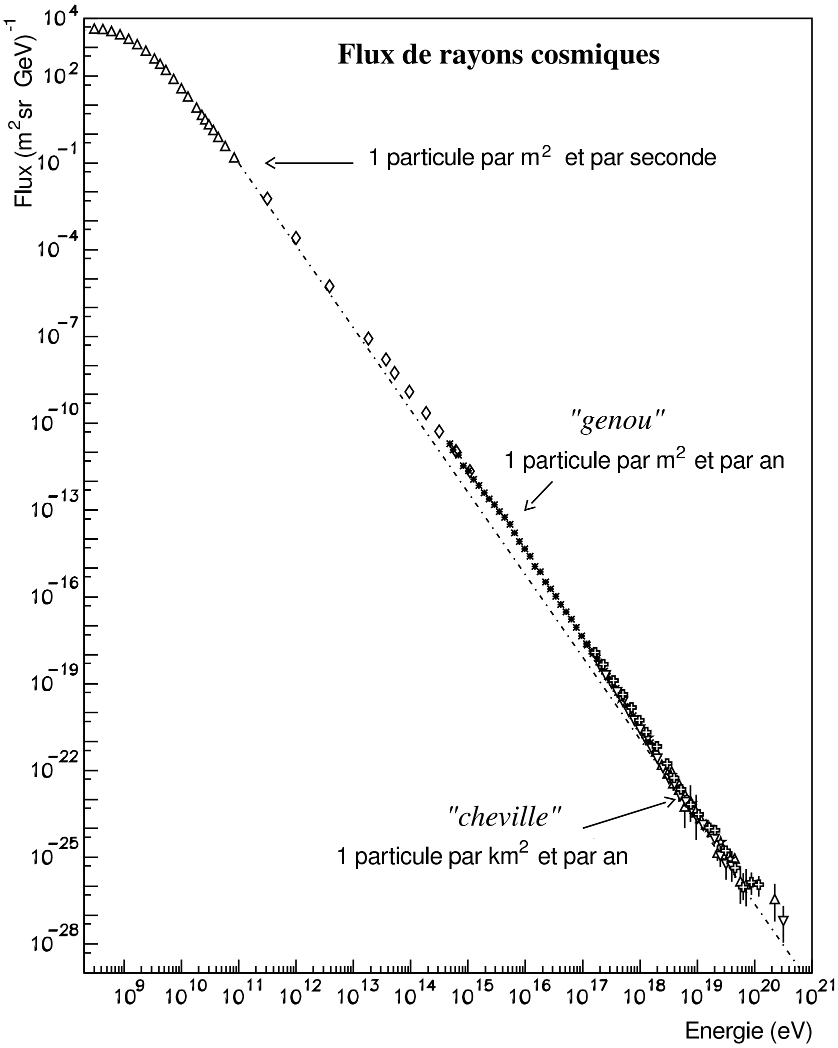


FIG. 1.3 – *Flux de rayons cosmiques entre 0,1 GeV et 10^{12} GeV.*

- <1 % d'électrons
- $\sim$ 0,1 % de photons

A des énergies supérieures à 10^5 GeV, seule l'énergie totale de la gerbe peut être déterminée, mais la nature de la particule primaire n'est pas connue. L'origine des particules est généralement admise : celle des particules d'énergies inférieures au genou est probablement galactique, celle des particules d'énergies supérieures à la cheville est probablement extra-galactique. En effet, le champ magnétique[5] galactique est tel que les particules chargées d'énergie supérieure à la cheville, ont une trajectoire dont le rayon de courbure dépasse le rayon caractéristique de la galaxie (10 kpc[6]). Ces particules ne peuvent être retenues dans la galaxie.

La question des processus d'accélération mis en jeu pour permettre aux particules d'atteindre ces énergies ($E > 10^6$ GeV) reste ouverte. Deux types de modèles tentent d'y répondre :

- les modèles *bottom - up* qui accélèrent les particules de basse énergie par le mécanisme

5. Le champ magnétique de la Voie Lactée de 3 μG.
6. 1 pc = 3,085 $\times 10^{18}$ cm = 3,26 a.l.

de Fermi [8] ;
- les modèles *top - down* dans lesquels des particules très massives, reliques du Big Bang, produiraient des particules de très haute énergie par désintégration ou annihilation [9].

L'astronomie gamma et la détection des rayons cosmiques ont permis de grandes découvertes. Mais à très haute énergie l'observation du ciel devient difficile. Le paragraphe suivant expose les problèmes liés à l'observation des photons et des rayons cosmiques de haute énergie.

1.1.3 Limitations de l'observation aux hautes énergies

Plus l'énergie des particules à détecter est élevée, plus l'observation est difficile. Les difficultés rencontrées sont les suivantes.

1) Le flux de particules primaires présenté figure 1.3 suit une loi de puissance d'indice spectral supérieur à 2. Il diminue très fortement ; au niveau de la cheville, le flux est équivalent à 1 particule par km^2 par an.

2) Les sources extra-galactiques observées par EGRET sont lointaines. Leur décalage spectral (redshift z) est compris entre 0,5 et 2, or le flux de particules détectables sur Terre diminue comme l'inverse du carré de la distance.

3) La résolution angulaire atteinte dans le visible reste nettement supérieure à celle obtenue à haute énergie (1,5° pour EGRET). Longtemps, les détections dans le domaine gamma n'ont permis de voir qu'un fond diffus. Les nouveaux satellites voient leurs performances et leur résolution s'améliorer, permettant ainsi de d'identifier les sources ponctuelles. Les satellites comme Swift ou GLAST [7] dont le lancement est prévu respectivement pour octobre 2004 et 2007, atteindront une résolution angulaire de 0,35° et 0,1°.

4) Les photons de haute énergie ne peuvent s'échapper des régions denses de l'Univers. Ils y interagissent pour former des paires e$^+$ e$^-$.

5) L'effet GZK, du nom de ses inventeurs Greisen, Zatsepin et Kuz'min est également un effet limitant [10], [11]. A haute énergie, les photons interagissent avec les photons des différents fonds diffus (le fond micro-onde, relique du Big Bang, le fond infra-rouge, résidu de la formation des galaxies, ou le fond radio). La figure 1.4 présente le libre parcours moyen des photons entre 10^{10} et 10^{24} eV. L'interaction mise en jeu est :

$$\gamma_{\text{source}} + \gamma_{\text{diffus}} \rightarrow e^+ + e^- \tag{1.2}$$

Par exemple, un photon de 1 TeV ne peut parcourir que 700 Mpc en moyenne. Aux environ de 100 TeV, le libre parcours moyen de ce photon devient de l'ordre de la taille d'une galaxie (de l'ordre de 10 kpc).

6) L'utilisation des rayons cosmiques hadroniques pourrait être envisagée mais les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques. L'information directionnelle est alors perdue. L'influence de ces champs devient négligeable aux énergies extrêmes ($\gtrsim 10^{20}$ eV), mais à ces énergies l'effet GZK devient limitant (voir point suivant).

7) Les protons subissent également l'effet GZK (tirets sur la figure 1.4). Compte tenu de la densité des photons du fond diffus cosmologique (~ 400 cm^{-3}), de leur énergie (de l'ordre de 2×10^{-4} eV) et de la section efficace d'interaction proton-photon (de l'ordre de

7. Sensibilité entre 10 MeV et 100 GeV, prévue pour être 50 fois celle d'EGRET.

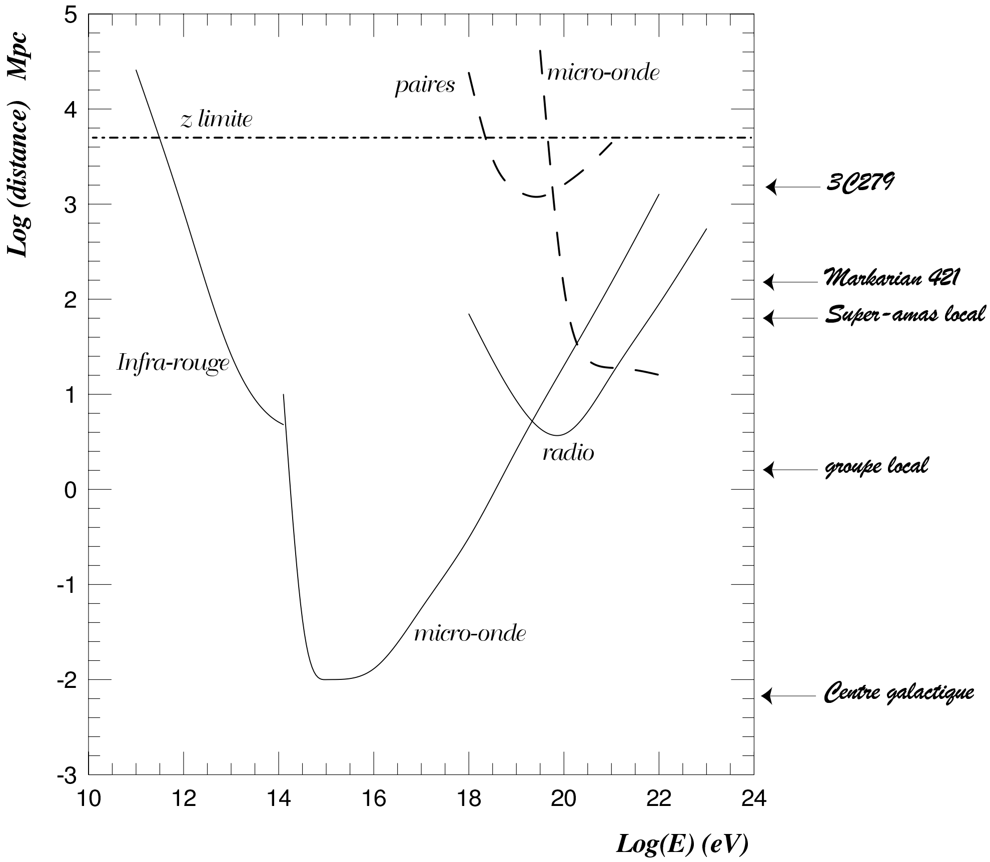


FIG. 1.4 – *Illustration de l'effet GZK : évolution du libre parcours moyen des photons (ligne pleine) et des protons (ligne pointillée) en fonction de l'énergie. Les objets connus sont indiqués à droite. La ligne en point-tirets correspond à la limite de correspondance linéaire entre le décalage spectral (z) et la distance, au delà, la courbure espace-temps est à prendre en compte.*

100 μb[8]), l'énergie minimum du proton impliqué dans l'interaction $p + \gamma \rightarrow \Delta \rightarrow N + \pi$ est d'environ 10^{20} eV. Le libre parcours moyen correspondant est de 8 Mpc [117]. A plus basse énergie, les phénomènes de création de paires $e^+ e^-$ dûs aux interactions avec les champs magnétiques présents dans l'Univers, dominent.

8) Le neutron n'est pas un candidat satisfaisant car son temps de vie est trop court ($\sim$ 15 min au repos) et son parcours est limité. Par exemple, un neutron de 10^{20} eV ne peut parcourir qu'environ 1 Mpc.

Observer le ciel sur de grandes distances et à haute énergie requiert un messager dont les caractéristiques lui permettent de voyager longtemps, c'est à dire sur de grandes distances (stabilité), de traverser des régions denses (interagissant faiblement), et de ne pas être devié de sa trajectoire (non chargé). Le neutrino est le candidat idéal car il réunit ces caractéristiques et ouvre une nouvelle fenêtre sur l'Univers (figure 1.5). Le neutrino, sa découverte et ses caractéristiques sont présentés dans la section suivante.

8. 10^{28} cm^2

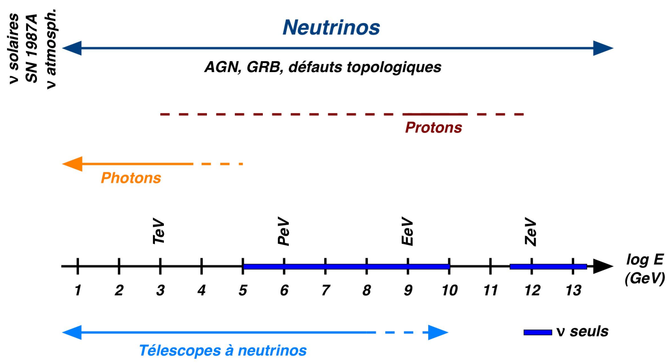


FIG. 1.5 – *Domaine d'énergie couvert par les différents messagers. Les neutrinos sont présents sur tout le spectre et sont les seuls entre 10^5 et 10^{10} GeV ainsi qu'au-delà de 10^{12} GeV.*

1.2 Les neutrinos

1.2.1 Découverte des neutrinos

Neutrino électronique - ν_e
Fin 1930, les physiciens se trouvent confrontés à un problème grave. Le spectre des électrons produits dans la désintégration β des noyaux radioactifs est continu alors que le principe de conservation de l'énergie stipule qu'il devrait être discret. Wolfgang Pauli postule alors l'existence d'une nouvelle particule qui serait du même type que l'électron. Cette particule doit être neutre, il la baptise alors neutron. Mais en 1932, Chadwick découvre le neutron actuel. La même année, Fermi, sur le point de terminer la théorie de la désintégration β nomme la particule inventée par Pauli, le neutrino.
Quelques propriétés sont d'ores et déjà énoncées : un spin demi-entier, une masse très petite, une charge électrique nulle et une section efficace d'interaction particulièrement faible.
Cowan et Reines, en 1951, envisagent de détecter des neutrinos produits en abondance par les réacteurs nucléaires (10^{13} ν/cm^2/s). Le dispositif est placé près du réacteur de Hanford en 1953, et doit signer la réaction β inverse :

$$\overline{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.3}$$

par la coïncidence retardée du positron (s'annihilant avec un électron pour donner 2 photons en coïncidence dans un scintillateur couplé à des photomultiplicateurs) avec l'absorption du neutron. Le bruit de fond est très élevé et en 1955 le même dispositif est placé à 12 m sous terre près du réacteur de Savannah River. En 1956, le neutrino électronique est alors mis en évidence [12].

Neutrino muonique - ν_μ
Vers la fin des années 1950, on connaît mieux les interactions faibles. On sait que les mésons π et K se désintègrent en un muon et un neutrino, et que le muon se désintègre à son tour en un électron et deux neutrinos (il s'agit d'un mécanisme classique de production de neutrinos qui est abordé également au paragraphe 1.3.1). La question est de savoir si ces deux neutrinos sont de même type. En 1959, Schwartz décide d'étudier les produits de la désintégration des pions produits auprès d'un accélérateur. Un faisceau de protons de

15 GeV interagissent sur une cible de béryllium. Les pions y sont crées puis se désintègrent. Un blindage de fer est disposé afin qu'au delà, il n'y ait plus que des neutrinos. Les produits d'interaction des neutrinos sont mis en évidence à l'aide de couches d'aluminium et de chambres à étincelles. Des traces de muons sont observées sans aucun signe de présence d'électrons. Ces résultats montrent que le neutrino muonique est une particule différente du neutrino électronique ; le neutrino muonique est ainsi identifié à Brookhaven [13].

Neutrino tauonique - ν_τ

Le lepton tau (τ) est découvert en 1975 [14]. L'existence d'un neutrino tauonique est aussitôt postulé. Mais ce n'est qu'en juillet 2000 que la collaboration DONuT[9] le met en évidence [15]. Les neutrinos tauoniques sont produits par un faisceau de protons de 800 GeV envoyés sur une cible épaisse de tungstène. Dans ces conditions, seules les particules de très courte durée de vie ont le temps de se désintégrer avant d'interagir. Ce qui permet de privilégier la production de ν_τ par la désintégration de mésons D_s (composés de 2 quarks $c + s$). La réaction qui met le neutrino tauonique en évidence est :

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X \tag{1.4}$$

suivie de la désintégration du lepton τ en lepton μ + énergie manquante. Pour ce faire le détecteur est constitué de plaques d'émulsion (analysées par la suite) alternées avec de fines couches d'acier. L'analyse associée à la recherche précise de vertex a permis d'obtenir 4 événements dont la topologie requise pour la signature de ν_τ est satisfaite. Les neutrinos ν_τ ont ainsi été mis en évidence.

1.2.2 Les neutrinos dans le modèle standard

Les trois neutrinos découverts au siècle dernier font partie intégrante du modèle standard de la physique des particules. Ce modèle permet de décrire les particules fondamentales et leurs interactions. Il comprend 17 particules fondamentales réparties en 2 groupes : les fermions (quarks et leptons) constituants de la matière et les bosons vecteurs des forces (figure 1.6). Les fermions sont regroupés en 3 familles. Les bosons sont les particules médiatrices des forces : les photons pour la force électromagnétique, les bosons W et Z pour la force faible et les gluons pour la force forte.

Dans le modèle standard, les neutrinos n'ont pas de masse, sont stables et électriquement neutres. Ils ont un spin 1/2 et une hélicité gauche. Ils ne sont pas couplés aux gluons, et n'interagissent avec les autres particules du modèle standard que par interactions faible, c'est à dire par échange de bosons W ou Z. Dans toutes les interactions décrites par le modèle standard, le nombre leptonique est conservé. Ainsi les neutrinos sont toujours associés (ou produits par) des leptons chargés de la même famille, ou produits en paires particule - anti-particule.

Le nombre de familles de neutrinos est déterminé depuis les mesures de la masse et de la durée de vie du boson Z, réalisées au CERN par les expériences placées auprès du LEP[10]. Le boson Z peut se désintégrer en $\nu\,\overline{\nu}$, et sa durée de vie diminue si le nombre de famille augmente. En effet, selon le principe d'incertitude : $\Gamma\,\tau = \bar{h}$, avec Γ la largeur naturelle de la particule et τ sa durée de vie. En observant la distribution du nombre d'événements en fonction de l'énergie initiale autour de la masse du Z (91,2 GeV), on accède à sa durée de vie. Ainsi les mesures effectuées permettent d'obtenir le nombre de familles de neutrinos

9. Direct Observation of Neutrino Tau
10. LEP (1989-2000) : *Large Electron Position collider.*

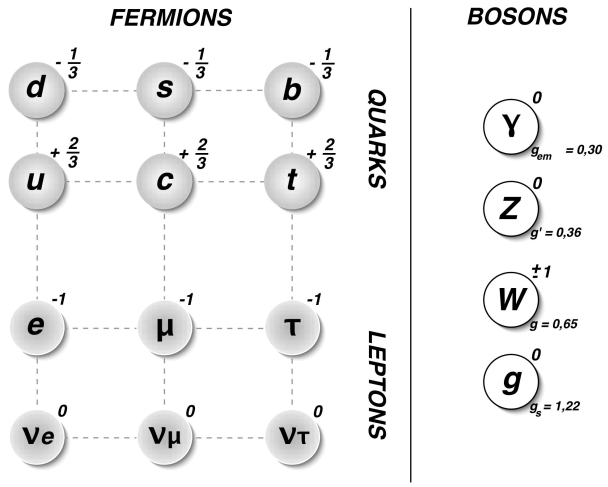


FIG. 1.6 – *Contenu et structure du Modèle Standard de la Physique des Particules. Les particules sont groupées en fermions (quarks et leptons) et bosons (le Higgs n'est pas représenté).*

qui est égal à 2,99±0,01.

Le modèle standard remporte un grand succès dans la description des particules et de leurs interactions. Mais la collaboration SuperKamiokande [23] a mis en évidence l'oscillation entre deux saveurs de neutrinos. L'existence de l'oscillation implique que les neutrinos aient une masse non nulle. Si les états propres de saveur ne sont pas les états propres de masse, les états de saveurs peuvent être mélangés, et l'oscillation devient possible. Il n'existe encore que des limites sur les masses des neutrinos [16] :
- $\nu_e < 3$ eV
- $\nu_\mu < 0{,}18$ MeV
- $\nu_\tau < 18{,}2$ MeV

De plus la question de savoir si les neutrinos sont de type Majorana (le neutrino est sa propre anti-particule) ou de type Dirac reste ouverte. Des expériences de désintégration double β [17] devraient apporter une réponse.

Le neutrino est une particule qui garde encore bien des mystères en ce qui concerne sa masse ou sa nature. Il est néanmoins présent dans un grand nombre de domaines de physique : il concerne la physique nucléaire et la physique des particules, il entre en jeu dans la cosmologie, il est un candidat pour la matière noire ...etc.
De plus, par sa nature faiblement interagissante, stable et neutre, il apparaît comme une particule privilégiée pour sonder l'Univers. En ce sens, l'astronomie neutrinique est une discipline qui pourra apporter sa contribution à notre compréhension de l'Univers et de son évolution.

1.3 Astronomie à l'aide de Neutrinos

C'est en 1964 que Bahcall et Davis suggèrent d'observer les neutrinos produits par le Soleil. Un détecteur constitué de plus de 600 tonnes de tetrachloroéthylène est placé dans une mine d'or du Dakota à Homestake. Les neutrinos solaires transmutent le ^{37}Cl en ^{37}Ar radioactif. Le comptage des noyaux d'Argon ainsi formés permet d'obtenir le nombre de neutrinos électroniques ayant interagi dans le dispositif. Les premiers résulats montrent un déficit flagrant de neutrinos produits dans le Soleil par rapport à ce que la théorie prédit. Ce déficit, appelé «le problème des neutrinos solaires», pourrait être expliqué par le phénomène d'oscillation des neutrinos. De nombreuses expériences sont développées par la suite, utilisant des cibles de plus en plus grandes afin de recueillir un plus grand nombre de signatures du passage de neutrinos dans des gammes d'énergie plus étendues [18], [19]. Les premiers neutrinos provenant d'une source extra-solaire sont détectés en 1987 par les expériences IMB (USA), Kamiokande II (Japon) et Baksan (Russie) [20], [21], [22]. Une vingtaine de neutrinos sont détectés en provenance de la supernova SN1987A, située dans le Grand Nuage de Magellan. Cette détection reste à ce jour la seule détection de neutrinos extra-solaires mais il est très probable que d'autre sources cosmiques de neutrinos existent. Elles devraient être détectées dans un avenir assez proche.

Les sources potentielles de neutrinos sont présentées dans le paragraphe 1.3.2 après une courte description des mécanismes de production des neutrinos.

1.3.1 Production de neutrinos

Les neutrinos peuvent être produits dans différentes interactions:

- L'interaction de hadrons sur une cible (noyau ou photon) produit des pions chargés dont la désintégration produit un muon et un neutrino muonique. Le muon se désintègre en électron et neutrinos électronique et muonique :

$$
\begin{array}{lllllll}
p/A + p/\gamma \longrightarrow & \pi^0 & + & \pi^+ & + & \pi^- & + \dots \\
 & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & \\
 & \gamma + \gamma & & \mu^+ + \nu_\mu & & \mu^- + \overline{\nu_\mu} & \\
 & & & \downarrow & & \downarrow & \\
 & & & e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu} & & e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu &
\end{array}
$$

- Dans des milieux denses où la température est très élevée, comme durant l'effondrement du coeur d'une étoile massive, des neutrinos peuvent être produits en très grand nombre par les processus d'absorption et émission :

$$
\begin{array}{lcl}
p + e^- & \longleftrightarrow & n + \nu_e \\
n + e^+ & \longleftrightarrow & p + \overline{\nu_e}
\end{array}
$$

  ou, pour toutes les saveurs de neutrinos, par annihilation de positron-électron :

$$e^+ + e^- \longleftrightarrow \nu + \overline{\nu}$$

- Dans des extensions du Modèle Standard, par exemple dans certaines conditions du modèle supersymétrique, l'annihilation de particules comme le neutralino ($\chi + \overline{\chi}$), constituant possible de la matière noire, peut produire des neutrinos observables dans des télescopes comme ANTARES [24], [25].
  Cette source possible de neutrinos qui relève du modèle supersymétrique ne sera pas détaillée plus longuement dans ce document.

Les autres sources potentielles de neutrinos sont présentées dans le paragraphe suivant sauf les sursauts gamma qui font l'objet d'une description détaillée dans le troisième chapitre.

1.3.2 Sources potentielles de neutrinos

a) Interaction des Rayons cosmiques sur la matière galactique

L'émission galactique des photons de haute énergie (> 1 GeV) est bien mesurée. Elle provient de la désintégration des pions neutres produits par l'interaction des rayons cosmiques sur la matière interstellaire. Parallèlement aux pions neutres, des pions chargés sont produits et leur désintégration constitue probablement une source de neutrinos «galactiques». Le flux de ces neutrinos (flux diffus) doit suivre une loi de puissance dont l'indice spectral pourrait être comparable à l'indice spectral du flux de rayons cosmiques. Le flux de neutrinos suivrait alors une loi en $E^{-2,7}$, semblable à celle à laquelle obéit le flux de rayons cosmiques observé sur Terre. Il sera dans ce cas pratiquement impossible de détecter ces neutrinos avec le télescope ANTARES [26]. Si les rayons cosmiques sont accélérés par le mécanisme de Fermi, leur spectre pourrait être en E^{-2}. Pour un tel spectre de neutrinos, le nombre d'événements serait plus important et pourrait devenir détectable. Les rayons cosmiques peuvent également interagir sur le fond cosmologique, pour produire des neutrinos sous forme de flux diffus.
De manière générale, les régions denses de la galaxie peuvent être considérées comme des cibles sur lesquelles les rayons cosmiques vont pouvoir interagir et produire des pions chargés, et finalement des neutrinos. Le Soleil, le centre galactique ou le plan galactique sont des régions denses qui sont des sources possibles. La figure 1.7 présente des estimations de ces flux pour le Soleil, le plan galactique et le fond diffus cosmologique.

b) Systèmes binaires

Les systèmes binaires se composent d'un objet compact, comme une étoile à neutron ou un trou noir, accompagné d'une étoile normale. L'objet compact accrète la matière de l'étoile ordinaire et forme un disque d'accrétion autour de lui. Des jets se forment de chaque côté du plan du disque, perpendiculairement à celui-ci. Dans ces jets les particules pourraient être accélérées à de très hautes énergies. Si des particules hadroniques y sont accélérées, leur interaction dans le jet ou avec la matière environnante produira des neutrinos.

c) Noyaux actifs de galaxies

Les galaxies à noyau actif (AGN pour *Active Galactic Nuclei*) sont des galaxies dont l'énergie totale rayonnée est nettement supérieure à l'énergie émise dans le visible par l'ensemble des étoiles qui la composent. Ces galaxies émettent aussi bien dans l'infrarouge que dans le domaine radio, UV ou X. Dans le domaine des rayons X elles se caractérisent par une émission intense localisée dans la région centrale de la galaxie.
Le centre de ces galaxies est un trou noir supermassif (10^4 à 10^7 $M_\odot$) accrétant une quantité de matière considérable (10 à 100 $M_\odot$ par an). A la manière des systèmes binaires cités précédemment, deux jets intenses et variables (dans le cas des AGN) sont émis perpendiculairement au plan du disque d'accrétion.
La puissance rayonnée par ces objets est particulièrement élevée : 10^{42} à 10^{48} erg/s et fait des AGN un des phénomènes les plus violents de l'Univers, observables sur de très grandes

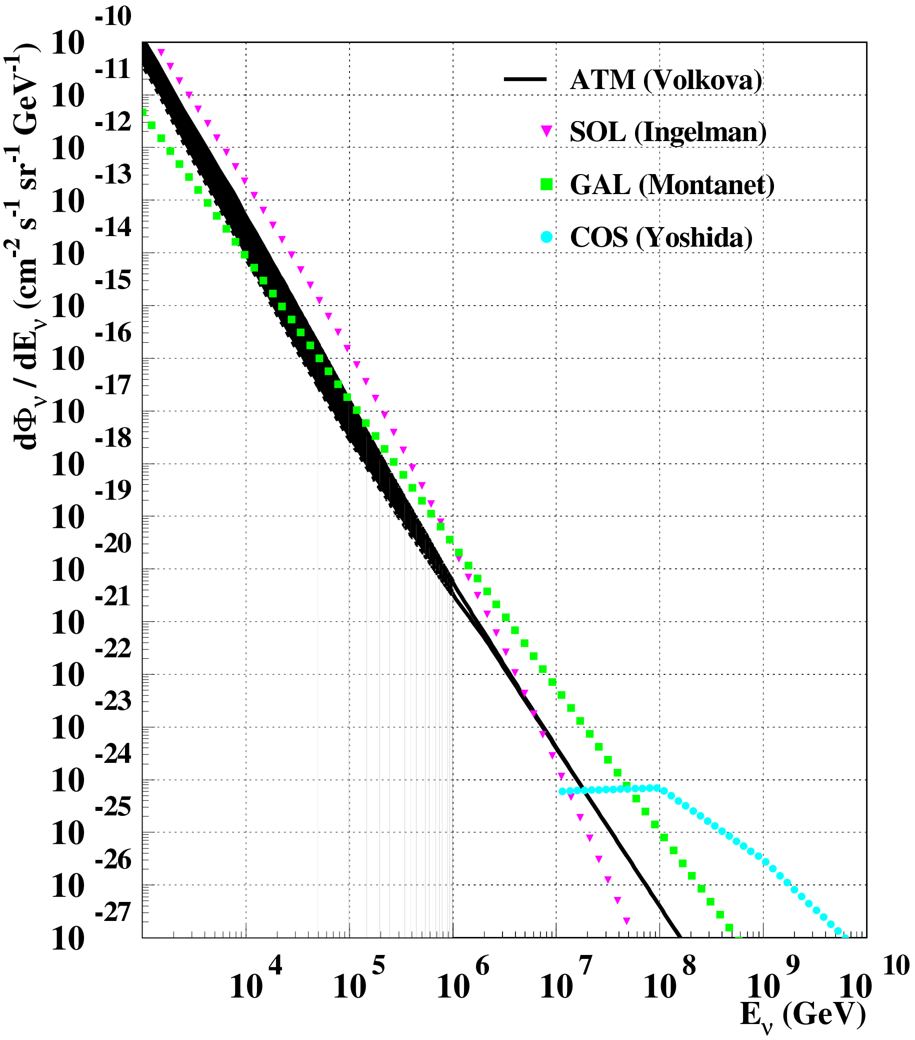


FIG. 1.7 – *Flux (estimés) de neutrinos produits par l'interaction des rayons cosmiques sur des régions denses comme le plan galactique [26], le Soleil [27] ou sur le fond cosmologique [28]. Le flux des neutrinos atmosphériques est également représenté [29].*

distances (décalages vers le rouge supérieurs à 1). Les jets produisent des photons dans le domaine gamma qui peuvent être détectés par les télescopes Čerenkov au sol, comme dans le cas des noyaux actifs des galaxies proches Mkn 501 et 421 (z = 0,034 et 0,031 respectivement).

Tous les noyaux de galaxie ne sont pas actifs. Seuls 2% le seraient. Au centre de notre galaxie, la Voie Lactée, se trouve un noyau actuellement presque inactif. La terminologie qui décrit les différents types de noyaux actifs de galaxie est assez complexe. Un modèle d'unification permet de regrouper les phénomènes comme les blazars, les quasars ...etc, selon l'angle d'observation et l'intensité de l'émission. La figure 1.8 illustre cette unification.

Il existe deux modèles permettant de décrire les jets ; l'un hadronique et l'autre électromagnétique. Les données gamma, et leurs contre parties X et visible, ne permettent pas de trancher entre ces deux modèles. La figure 1.9 présente un spectre typique d'AGN (Mkn 421). La première bosse est associée au rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans les jets. La deuxième peut être interprétée comme étant due à la diffusion Compton Inverse (modèle électromagnétique) ou à la désintégration de pions neutres

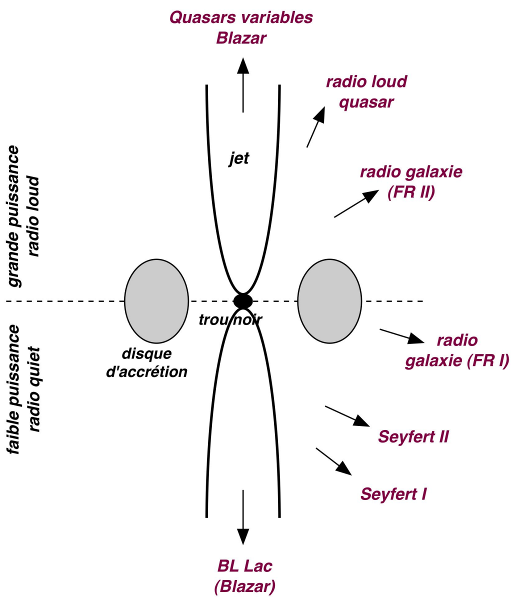


FIG. 1.8 – *Schéma illustrant l'unification des différents types de noyaux actifs de galaxie selon que la source est de forte puissance (partie supérieure) ou de plus faible puissance (partie inférieure), et suivant l'angle de vue de l'observateur.*

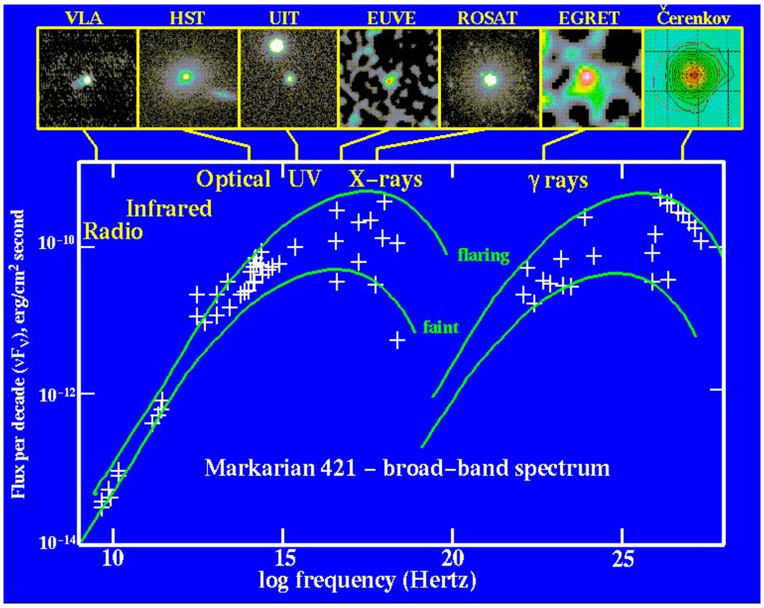


FIG. 1.9 – *Spectre d'un AGN typique Mkn421 [30]. La première bosse est attribuée au rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans les jets. La deuxième bosse peut être expliquée par la diffusion Compton Inverse (modèle électromagnétique) ou par la désintégration des pions neutres (modèle hadronique).*

(modèle hadronique). L'observation de neutrinos associés aux jets permettrait de donner une indication convaincante en faveur d'un modèle hadronique. La densité du plasma entourant le trou noir central et la présence de champs magnétiques intenses ne permettent pas aux photons ou aux protons de s'échapper. Les neutrinos sont les seules particules susceptibles de le faire.

d) Microquasars

Les microquasars sont, ainsi que leur nom l'indique, des versions réduites des quasars [31]. Ce sont des systèmes binaires X formés d'un trou noir d'une masse de quelques dizaines de masses solaires, autour duquel se forme un disque constitué de matière arrachée à l'étoile compagnon par attraction gravitationnelle. Des jets sont également formés perpendiculairement au plan du disque. L'intérêt des microquasars est d'être très similaires aux quasars mais avec des constantes de temps plus courtes, et d'être aussi plus proches. L'étude des phénomènes d'accrétion et de formation des jets est facilitée car des observations de plusieurs années sur les quasars se ramènent à quelques minutes sur les microquasars. Des neutrinos seraient produits et plusieurs estimations du flux ont été proposées [32], [33], [34].

e) Sources exotiques

Des rayons cosmiques de plus de 10^{11} GeV ont été observés. Compte tenu de l'effet GZK, ces particules doivent être produites dans des régions relativement proches (50 à 100 Mpc). Mais le nombre de sources observées à ces distances ne permet pas de rendre compte des observations. Une explication possible peut se trouver dans des modèles exotiques impliquant par exemple des défauts topologiques ou des particules massives (les monopoles magnétiques en sont un exemple) reliques du Big Bang. Ces particules se désintègreraient et produiraient des neutrinos et des photons de très haute énergie [9]. Les neutrinos peuvent se propager sur de grandes distances et interagir pour produire les rayons cosmiques aux énergies supérieures à la coupure GZK.

Conclusion

L'astronomie photonique à haute énergie est limitée par l'effet GZK. Les questions soulevées par l'existence des rayons cosmiques de haute énergie justifient l'effort de développement consenti pour détecter des neutrinos d'origine galactique ou extra-galactique. En effet l'observation de neutrinos en parallèle avec l'astronomie classique permettra de mieux comprendre les phénomènes observés. De plus la nature faiblement interagissante, stable et neutre du neutrino permettra d'observer les milieux opaques aux photons. La possibilité de découvrir de nouvelles sources est une motivation supplémentaire à la construction d'un télescope à neutrinos.

Chapitre 2

Les Télescopes à Neutrinos

Au chapitre précédent, nous avons vu que les propriétés du neutrino font de lui un messager unique pour l'astrophysique de haute énergie. Sa section efficace d'interaction, très faible avec toute matière, lui permet de s'échapper des regions opaques de l'Univers et d'atteindre la Terre sans avoir été atténué ou dévié.
La détection des neutrinos se fait de manière indirecte. Leur interaction avec la matière terrestre produit un lepton dans l'état final. A l'aide de photomultiplicateurs, la lumière produite par effet Čerenkov lorsque ce lepton se propage dans l'eau, peut être détectée. Le neutrino muonique est plus facilement détecté car le parcours du muon induit est plus grand que celui d'un électron ou d'un tau. La trace du muon permet d'estimer la direction du neutrino incident pour au final, déterminer la position de la source de neutrinos. Le fait de pouvoir déterminer la source d'origine a mené à appeler ces détecteurs des «télescopes à neutrinos».
L'idée de détecter des neutrinos de haute énergie par la lumière Čerenkov issue du muon induit, a été proposée il y a plus de 40 ans par M.A. Markov [35], mais sa mise en application représente un réel défi technique.
La section efficace d'interaction neutrino-nucléon, le parcours du muon et la quantité de lumière Čerenkov produite augmentent avec l'énergie. Cela tend à favoriser la détection des neutrinos de haute énergie. Mais le flux de neutrinos décroît avec l'énergie. De plus les propriétés du neutrino qui font de lui un messager privilégié, rendent sa détection difficile. Il est en effet nécessaire d'instrumenter un grand volume, de l'ordre du km^3, pour voir les débuts d'une réelle astronomie neutrinique.
La construction d'un détecteur de la taille du km^3, doit être précédée d'études de faisabilité. Avec sa surface effective (en terme de muons) d'environ 0,1 km^2 ANTARES est un télescope qui représente l'étape vers un grand détecteur. La phase de recherche et développement d'ANTARES est terminée, les prototypes mis en place sont sur le point d'achever la validation des techniques qui seront employées. La construction d'ANTARES est sur le point de commencer.

Les phénomènes physiques liés à la détection des neutrinos, rapidement énoncés ci-dessus, sont développés dans la section 2.1. La section 2.2 présente les différents projets existants ou en cours de réalisation. Le télescope ANTARES est décrit dans son ensemble dans la section 2.3.

2.1 Principe de détection

Le principe de détection repose sur l'interaction du neutrino par courant chargé. Le lepton issu de cette interaction perd de l'énergie en se propageant et, dans l'eau, émet de la lumière Čerenkov. Ces points sont abordés plus particulièrement pour le neutrino muonique et le muon dans les paragraphes suivants.

2.1.1 Interaction neutrino

Le neutrino interagit avec la matière par courant neutre (CN) via un boson Z^0, ou par courant chargé (CC) via un boson $W^{+,-}$. Les interactions chargées produisent des leptons de même saveur que le neutrino incident (électronique, muonique ou tauonique), accompagnées d'une gerbe hadronique. L'interaction par courant neutre ne produit qu'une gerbe hadronique. La nature, le temps de vie et le parcours moyen des produits d'interaction produisent des topologies différentes dans un télescope à neutrinos. Le tauon, par son temps de vie très court se désintègre après avoir parcouru 5×10^{-5} P/(1 GeV/c) mètres et apparaît comme un point. Les gerbes électromagnétiques et hadroniques ont une extension spatiale également très réduite. Seul le muon parcourt des distances assez grandes pour pouvoir reconstruire sa trace. L'interaction utilisée, profondement inélastique :

$$\begin{array}{rcl} \nu_\mu + N & \rightarrow & \mu^- + X \\ \overline{\nu_\mu} + N & \rightarrow & \mu^+ + X \end{array}$$

est illustrée figure 2.1. Cependant des études sont menées au sein d'ANTARES afin d'utiliser les informations des autres leptons ou des gerbes [36], [37], [38].

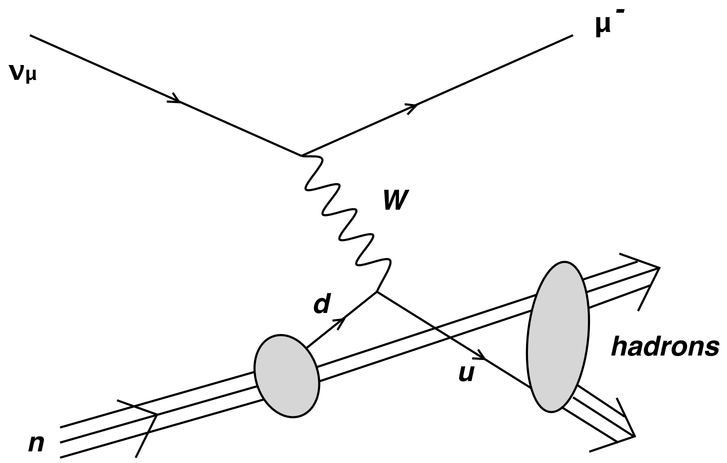


FIG. 2.1 – *Diagramme de Feynman de l'interaction d'un neutrino muonique sur un nucléon, par courant chargé.*

La section efficace des neutrinos s'écrit [39] :

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \frac{2\,G_F^2\,m_N\,E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2}\right)^2 \left(x\,q(x,Q^2) \;+\; x\,\overline{q}(x,Q^2)\,(1-y)^2\right) \tag{2.1}$$

où m_N est la masse du nucléon, M_W est la masse du boson W, G_F est la constante de Fermi, et Q^2 est l'opposé du carré de la quadri impulsion transférée du neutrino au muon.

Les fonctions $q(x,Q^2)$ et $\overline{q}(x,Q^2)$ sont les fonctions de distribution des quarks dans les nucléons. Les termes x et y sont les variables de Bjorken et sont définies par :

$$x = \frac{Q^2}{2\,m_N\,(E_\nu - E_\mu)} \qquad \text{et} \qquad y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} \tag{2.2}$$

La figure 2.2 montre l'évolution des sections efficaces des neutrinos en fonction de leur énergie. Celle-ci augmente avec l'énergie ; plus l'énergie du neutrino est grande plus il risque d'interagir pour donner un muon visible dans le détecteur. A partir de 10^5 GeV la Terre devient opaque aux neutrinos. L'interaction a lieu à l'écart de la zone instrumentée, et le parcours du muon, même s'il augmente avec l'énergie, est trop court pour lui permettre d'atteindre le détecteur. A ces énergies, les muons visibles sont pratiquement horizontaux.
Le coefficient de transmission de la Terre est présenté figure 2.3, en fonction de l'angle zénithal[1] et de l'énergie du neutrino. L'angle zénithal du neutrino définit la colonne de densité de matière terrestre qu'il doit traverser, et suivant son énergie, sa probabilité d'interagir varie. Ce coefficient de transmissibilité est défini comme [39] :

$$S(E_\nu,\theta) = e^{-\sigma^{tot}_{\nu N}(E_\nu)\,\mathcal{N}_A\,\rho(\theta_\nu)} \tag{2.3}$$

où $\rho(\theta_\nu) = \int_L \rho(r) dL$ est la colonne densité de matière intégrée sur le trajet (L) du neutrino et $\mathcal{N}_A$ le nombre d'Avogadro.

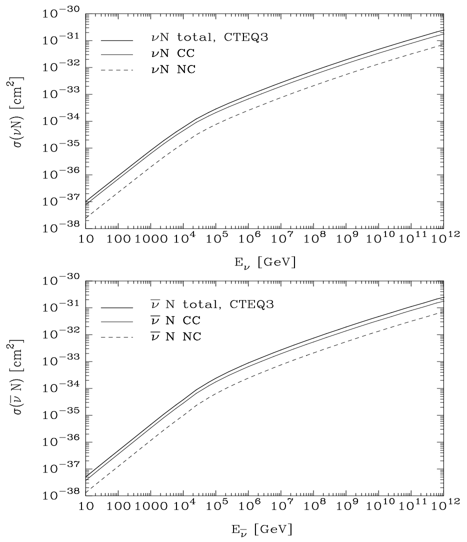


Fig. 2.2 – *Section efficace des neutrinos (en haut) et anti-neutrinos (en bas) en fonction de leur énergie (en GeV). Les sections efficaces par courant neutre, par courant chargé et totale sont représentées ([39]).*

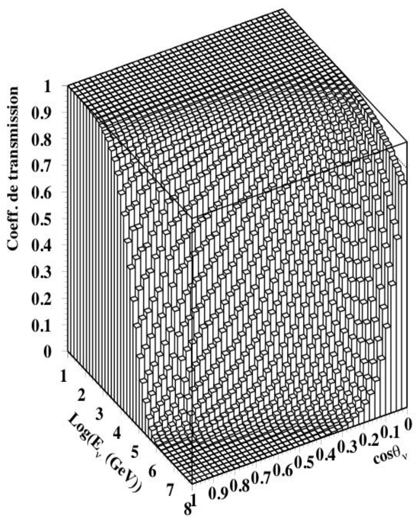


Fig. 2.3 – *Coefficient de transmissibilité de la Terre en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal du neutrino [96].*

2.1.2 Propagation du muon

Après l'interaction par courant chargé du neutrino muonique, le muon produit se propage dans le milieu. Il perd son énergie principalement par ionisation comme l'excita-

1. L'angle zénithal est défini par rapport à l'axe vertical du détecteur.

tion d'électrons ou la création de raies δ, mais également par des processus radiatifs, comme la création de paires de leptons, le rayonnement de freinage ou les interaction photo-nucléaires. La contribution de l'un ou de l'autre de ces processus de perte d'énergie dépend de l'énergie du muon [40] ; jusqu'à quelques centaines de GeV, le muon est près du minimum d'ionisation et sa perte d'énergie est proportionnelle à son parcours. Au-delà de quelques TeV, les processus radiatifs dominent (figure 2.4).

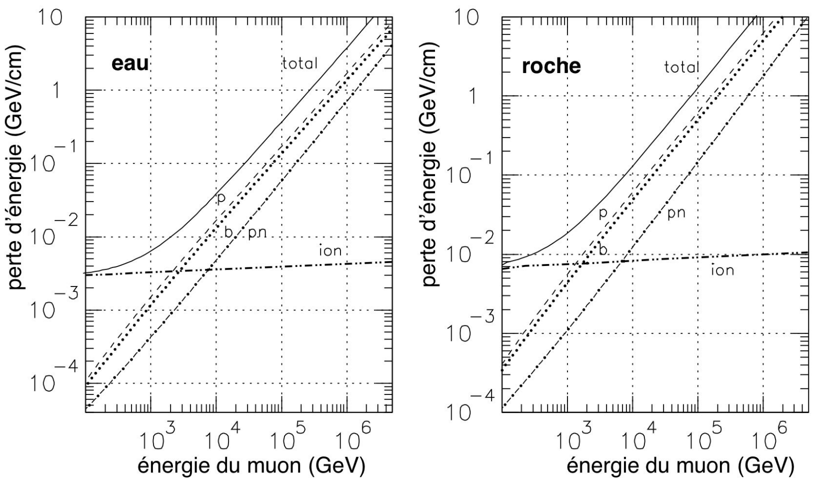


FIG. 2.4 – *Perte d'énergie du muon dans l'eau (à gauche) et dans la roche (à droite). Les principaux processus sont représentés : l'ionisation (ion), la création de paires (p), le rayonnement de freinage (b) et l'interaction photo-nucléaire (pn).*

a) Perte d'énergie du muon

Ionisation Lorsque leur énergie cinétique est assez élevée par rapport à la vitesse orbitale des électrons du cortège des atomes cibles, les muons interagissent par diffusion élastique avec ces électrons et ionisent la matière le long de leur trajectoire. La perte d'énergie du muon est décrite par la formule de Bethe-Bloch [41].

Création de paires Au-delà du TeV, la création de paires est le processus le plus important pour la perte d'énergie du muon. Elle s'apparente à des cascades électro-magnétiques formées de particules secondaires (électrons, positrons, gammas).

Bremsstrahlung Il s'agit du rayonnement de freinage du muon lorsqu'il s'approche d'un centre diffuseur.

Interaction photo-nucléaire L'interaction entre un muon et un nucléon par échange d'un photon virtuel est rare et sa contribution reste faible. Mais à partir de quelques TeV, la perte d'énergie devient importante et ces interactions viennent contribuer à hauteur de 10% dans la roche et de 20% dans l'eau.

Une manière globale simple de paramétrer la perte moyenne d'énergie du muon, selon son parcours (en g cm^{-2}) est de la représenter par l'expression [39] :

$$-<\frac{dE}{dx}>=\alpha+\beta E \qquad (2.4)$$

où α et β sont des fonctions de l'énergie. Le paramètre α prend en compte les pertes d'énergie par ionisation, et β, celles dues aux pertes catastrophiques (les processus radiatifs). Dans l'eau, pour des énergies jusqu'au TeV, cette perte d'énergie moyenne peut être exprimée avec α et β constants, et $\alpha \simeq 2$ MeV g^{-1} cm^2 et $\beta \simeq 3{,}4 \times 10^{-6}$ g^{-1} cm^2.

b) Angle neutrino - muon

La cinématique de l'interaction fait que le muon n'est pas aligné avec le neutrino incident. De plus les diffusions coulombiennes subies par le muon lors de son parcours le dévient de sa trajectoire initiale. L'angle entre le neutrino et le muon varie avec l'énergie du neutrino et sa distribution peut être étudiée par simulation Monte Carlo. Cette étude fait apparaître deux régimes :

- $E_\nu < 10^4$ GeV : l'angle entre le neutrino et le muon est de l'ordre du degré, il est déterminé par la cinématique de l'interaction.
- $E_\nu > 10^5$ GeV : l'angle entre le neutrino et le muon est gouverné par la diffusion du muon dans la matière traversée.

L'évolution de l'angle entre la direction du neutrino incident et celle du muon qui parvient au détecteur peut être paramétrée selon :

$$< \theta_{\nu\mu} > \approx \begin{cases} \frac{0{,}65^o}{E_\nu^{0{,}48}} & E_\nu < 10\text{TeV} \\ \\ \frac{0{,}33^o}{E_\nu^{0{,}32}} & E_\nu > 100\text{TeV} \end{cases} \tag{2.5}$$

La figure 2.5 montre l'évolution en fonction de l'énergie de l'angle entre le muon et le neutrino en fonction de l'énergie au point d'interaction (vertex) et au niveau du détecteur.

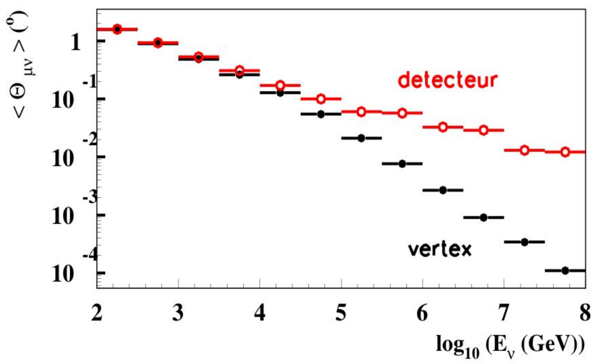


FIG. 2.5 – *Angle moyen entre le neutrino et le muon en fonction de l'énergie du neutrino, au niveau du détecteur et au niveau du vertex [44].*

c) Parcours du muon

Le parcours du muon (R_μ) d'énergie E_0, peut être estimé, en première approximation, en supposant α et β de l'équation 2.4 constants, ce qui convient pour des énergies jusqu'au TeV. Le parcours du muon s'écrit alors [39] :

$$R_\mu = \int_0^{E0} \frac{1}{dE/dx} dE \;\sim\; \frac{1}{\beta} ln(1 + \frac{\beta}{\alpha} E_0) \tag{2.6}$$

L'énergie critique $E^c_\mu = \alpha/\beta$ est l'énergie à laquelle les contributions des pertes d'ionisation et des pertes catastrophiques deviennent égales, ce qui apparaît aux environs du TeV.

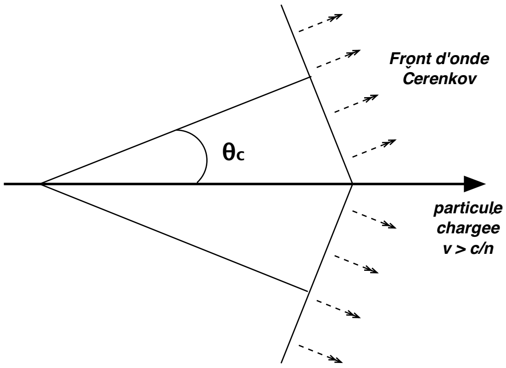


FIG. 2.6 – *Illustration de l'effet Čerenkov.*

Pour des énergies inférieures, $\beta\, E$ est très petit devant α et le parcours du muon devient $R_\mu = E_0/\alpha$. Pour les études des oscillations ou la recherche de WIMP[2] qui font intervenir des muons d'énergie inférieure au TeV, le parcours du muon permet de remonter à son énergie, en sélectionnant les traces contenues, c'est à dire les traces dont le début et la fin sont déterminés.

d) Effet Čerenkov

La détection des neutrinos par les détecteurs tels qu'ANTARES, est basée sur la détection de la lumière Čerenkov produite par les muons induits. Dans un milieu d'indice n, la vitesse de phase de la lumière est c/n. Le muon, comme toute particule chargée dont la vitesse ($v = \beta\, c$) est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé, produit de la lumière Čerenkov. L'énergie de seuil à partir duquel le rayonnement Čerenkov est produit, pour un muon se propageant dans l'eau de mer (n=1,33), est :

$$E_{seuil} = \frac{m_\mu}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \simeq 160 \text{ MeV} \tag{2.7}$$

Le rayonnement Čerenkov est le résultat d'interférences constructives des ondes émises le long du trajet du muon. Le front d'onde se propage avec un angle $\theta_{\check{c}}$ par rapport à la direction du muon. Cet angle est défini par l'indice du milieu :

$$\text{dans l'eau de mer} \;:\; cos(\theta_{\check{c}}) = \frac{1}{\beta\, n} \sim 41^o \tag{2.8}$$

Le nombre de photons (N_γ) émis par unité de longueur dx et par unité de longueur d'onde $d\lambda$ est défini par [16] :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx\, d\lambda} = \frac{2\pi\, \alpha_{\mathrm{SF}}}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{(n\,\beta)^2}\right) \tag{2.9}$$

où α_{SF} est la constante de structure fine. La figure 2.6 illustre l'effet Čerenkov.
Les photons se propagent dans un milieu diffuseur et absorbant, puis sont détectés à l'aide de photomultiplicateurs. En intégrant l'équation 2.9 dans la gamme de sensibilité des photomultiplicateurs utilisés ($\Delta\lambda$), et en prenant en compte leur efficacité quantique

2. Weakly Interactive Massive Particles

($\epsilon_{PM}(\lambda)$), on obtient le nombre de photons détectables par unité de longueur (du parcours du muon) :

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\,\alpha\,sin^2(\theta_{\check{c}}) \int_{\Delta\lambda} \epsilon_{pm}(\lambda)\frac{d\lambda}{\lambda^2} \tag{2.10}$$

Pour une efficacité quantique de 1, c'est à dire pour un photomultiplicateur parfait, entre 300 nm et 600 nm, 350 photons peuvent être détectés par cm.
Le perte d'énergie par effet Čerenkov, dans cette gamme de longueurs d'onde, est de l'ordre de 0,85 keV cm^{-1} ; elle est négligeable par rapport aux pertes d'énergie du muon par les autres processus décrits plus haut.
Les télescopes à neutrinos utilisent les temps d'arrivée des photons Čerenkov sur les photomultiplicateurs. Pour reconstruire la trace du muon et en déduire la direction du neutrino incident, un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs est nécessaire.

2.1.3 Le bruit de fond

Les télescopes à neutrinos signent le passage des muons. Ils sont sensibles aux muons produits par l'interaction d'un neutrino provenant de la source que l'on veut étudier, mais également à tous les autres muons. Ces derniers représentent un bruit de fond. Il existe deux sources de bruit de fond : les muons produits par les neutrinos atmosphériques, et les muons atmosphériques eux-mêmes. Ces deux bruits de fond[3] ont la même origine : ils sont issus de l'interaction de rayons cosmiques, généralement des protons, avec une molécule de l'atmosphère. Cette interaction produit des gerbes hadroniques constituées, entre autre, de pions chargés. Ces derniers se désintègrent en muons et neutrinos. Les électrons et positrons produits, initient des gerbes électromagnétiques. La figure 2.7 est une représentation d'une gerbe atmosphérique.

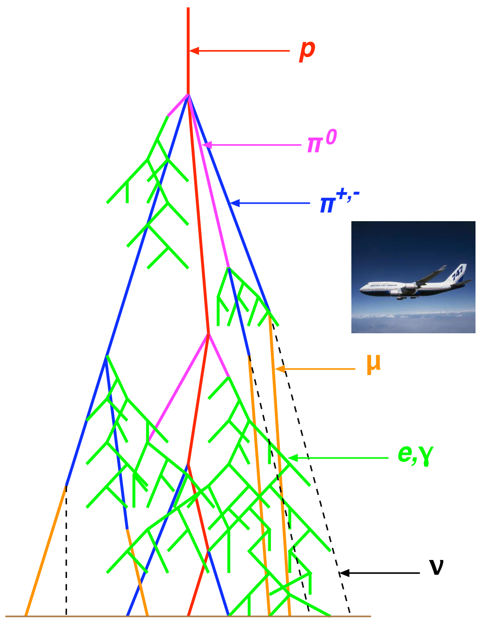


FIG. 2.7 – *Illustration du développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un proton cosmique. Ce proton interagit avec un noyau de l'atmosphère produisant des pions. Les pions chargés se désintègrent en muons et neutrinos.*

3. Un troisième bruit de fond est présent : le bruit de fond optique, voir chap 7.

Les muons produits par interactions des neutrinos atmosphériques
Les neutrinos atmosphériques sont produits de façon quasi isotrope ; leur flux est le même pour les deux hémisphères. Ce flux décroît avec l'énergie ($\Phi(E) \sim E^{-3}$). Pour la plupart, ils ne sont pas absorbés par la Terre et donnent lieu à des muons montants ou descendants - par rapport au détecteur (figure 2.8) - qui sont également répartis de façon quasi isotrope (figure 2.8). Ces muons sont utilisés pour l'étude des oscillations des neutrinos [42], [43].

Les muons atmosphériques
Ces muons atmosphériques sont préférentiellement produits au centre de la gerbe, ils se propagent jusqu'au détecteur mais perdent une grande partie de leur énergie ; ils ne peuvent traverser la Terre et sont exclusivement descendants (figure 2.8). C'est pour s'affranchir de ce bruit de fond que les télescopes à neutrinos sont optimisés pour détecter les muons montants, et qu'ils sont placés en profondeur, où le flux des muons atmosphériques est moindre (figure 2.9). Ces muons représentent un fort bruit de fond lorsqu'ils sont, à tort, reconstruits montants.
L'efficacité d'un détecteur de neutrinos dépend d'une part de son volume et de sa géométrie, optimisée pour une acceptance maximale, et d'autre part de sa résolution angulaire. Celle-ci fournit la précision sur la mesure de la position d'une source, et dans le cas d'étude de source ponctuelle, elle permet de réduire significativement le bruit de fond.

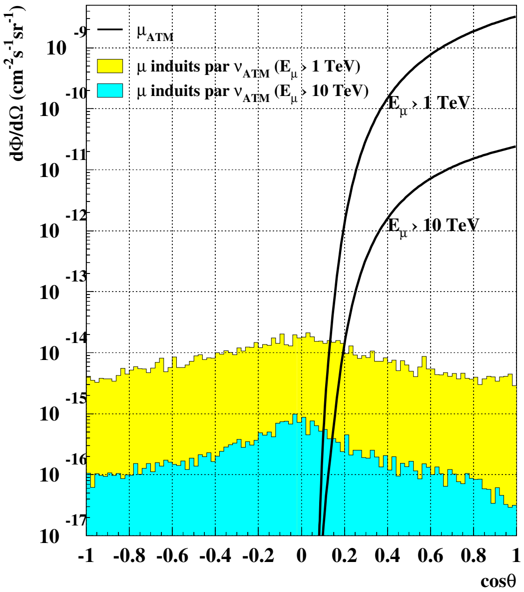


FIG. 2.8 – *Flux des neutrinos et muons atmosphériques en fonction de l'angle zénithal. Les neutrinos sont pratiquement isotropes, les muons sont exclusivement descendants [96].*

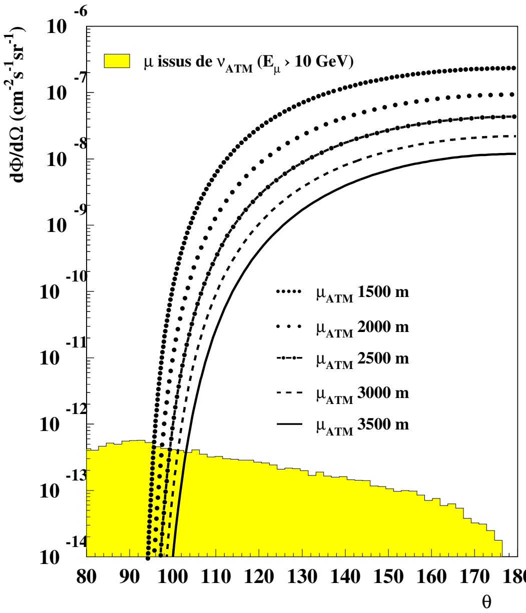


FIG. 2.9 – *Flux des muons atmosphériques en fonction de la profondeur de détection, il diminue pour des profondeurs plus élevées [96].*

2.2 Les projets en cours

Le principe de détection, exposé dans la section précédente, montre que les télescopes à neutrinos doivent se restreindre à la détection des muons montants. Il sera donc nécessaire de placer de tels télescopes dans les deux hémisphères afin de couvrir toute la voûte céleste.

AMANDA est le télescope de l'hémisphère sud. Il est placé au Pôle, où sa future extension vers le km^3 sera également construite. Dans l'hémisphère nord, plusieurs projets sont en cours développement. Ces projets sont présentés rapidement dans cette section. Le projet ANTARES est décrit dans la section suivante.

L'expérience DUMAND [45]
Deep Underwater Muon And Neutrino Detector
Il s'agit d'une des premières expériences qui ait été réalisée. En 1993, la collaboration, après avoir étudié les conditions environnementales du site choisi - au large de l'île d'Hawaii, à 4800 m de profondeur - a immergé un prototype et a pu reconstruire des muons atmosphériques. Mais une fuite dans l'un des conteneurs électroniques n'a permis que 10 heures de prise de données. L'expérience a été arrétée en 1996, par manque de financement, après 18 années de travaux. Cette expérience révèle la difficulté de mise en place d'un détecteur à grande profondeur.

L'expérience Baïkal [46]
L'expérience Baïkal regroupe des laboratoires russes et allemands. Elle est située dans le lac Baïkal, en Sibérie, à une profondeur de 1200 m. Le déploiement et la récupération des lignes sont facilités en hiver par l'épaisse couche de glace recouvrant le lac. Depuis 1998, le détecteur prend des données au moyen de 192 modules optiques répartis sur 8 lignes (figure 2.10). Ceci permet à la collaboration de publier des résultats, en particulier en ce qui concerne la recherche de matière noire sous forme de WIMP.
Les propriétés de l'eau du lac (grande absorption), la faible profondeur et les faibles perspectives d'extension spatiale, laissent penser qu'une éventuelle extension vers le km^3 sera difficilement compétitive.

L'expérience AMANDA [47]
Antarctic Muon And Neutrino Detector Array
L'expérience AMANDA regroupe des instituts américains, allemands et suédois. Le détecteur est situé exactement au Pôle Sud. La calotte de glace permet de déployer assez facilement les lignes. La technique consiste à utiliser de l'eau chaude sous pression pour former un trou dans lequel est placée une ligne. Puis l'eau gèle autour des photomultiplicateurs.
Les 4 premières lignes d'AMANDA-A déployées entre 1993 et 1994 étaient placées à 900 m. A cette profondeur de nombreuses bulles d'air sont présentes et provoquent une forte diffusion de la lumière qui rend la reconstruction difficile. Pour cette raison, AMANDA-B, la phase suivante est constituée de lignes placées entre 1500 m et 2000 m de profondeur. En 1997, 3 longues lignes ont été ajoutées. Les 700 photomultiplicateurs répartis sur 19 lignes constituent AMANDA-II (figure 2.11). Même à ces profondeur plus grandes, la diffusion de la lumière dans la glace reste importante, et la résolution angulaire ne peut, selon les estimations, être inférieure à quelques degrés.
AMANDA est le seul détecteur de cette envergure en fonctionnement, obtenant des mesures sur le flux des neutrinos atmosphériques. Il produit également des limites sur le flux de neutrinos cosmiques.

L'évolution vers un km^3 instrumenté : Icecube [48]
Le projet d'extension d'AMANDA vers un km^3 prévoit l'installation de 80 lignes supportant au total 4800 photomultiplicateurs. Malgré le problème de la diffusion, le détecteur

pourrait atteindre une résolution angulaire $\lesssim 1°$. Icecube sera le détecteur de neutrinos de 1 km^3 de l'hémisphère sud.

L'expérience NESTOR [49]

Neutrino Experimental Submarine Telescope with Oceanographic Research

Le détecteur est une tour hexagonale de 32 m de diamètre, portant 168 modules optiques sur 12 étages. Le site retenu par la collaboration se situe au large de Pylos, en Grèce, à 3800 m de profondeur. Les propriétés du site ont été largement étudiées. Un premier étage de la tour (figure 2.13) a été immergé et des muons atmosphériques ont été reconstruits.

Le projet NEMO [50]

NEutrino Mediterranean Observatory

La collaboration NEMO regroupe exclusivement des laboratoires italiens, et recherche, en mer Méditerranée, un site adapté à l'installation d'un télescope de 1 km^3. Un design en échelle (figure 2.12) est proposé. Une partie de l'équipe NEMO participe également au projet ANTARES.

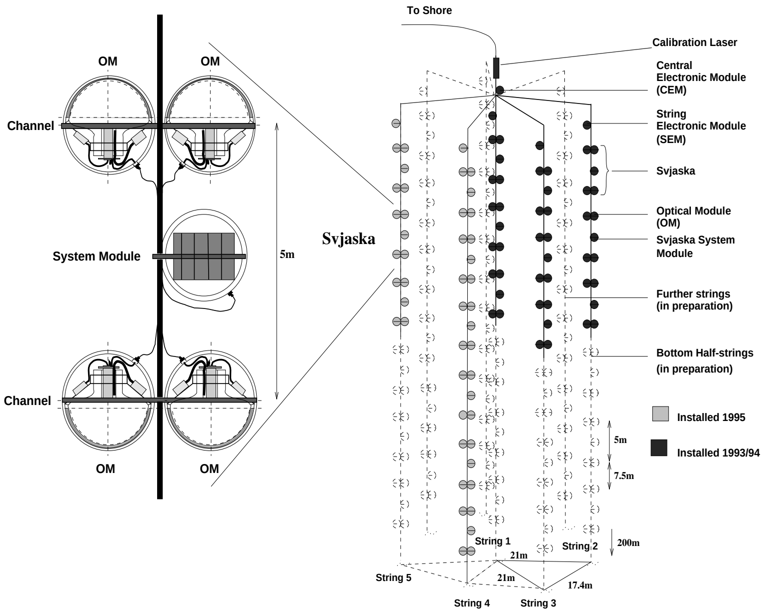


FIG. 2.10 – *Schéma du détecteur Baïkal.*

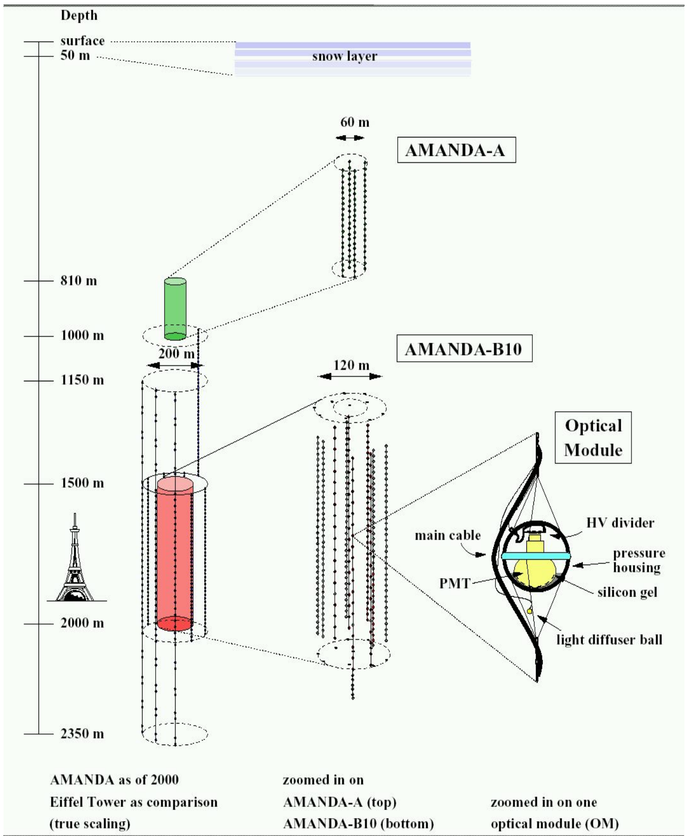


FIG. 2.11 – *Schéma du détecteur* AMANDA.

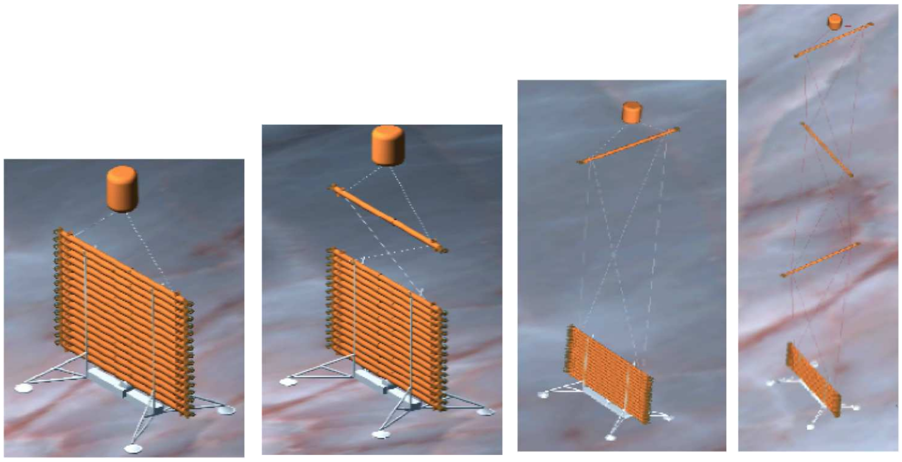


FIG. 2.12 – *Illustration du dépliage d'une échelle de* NEMO

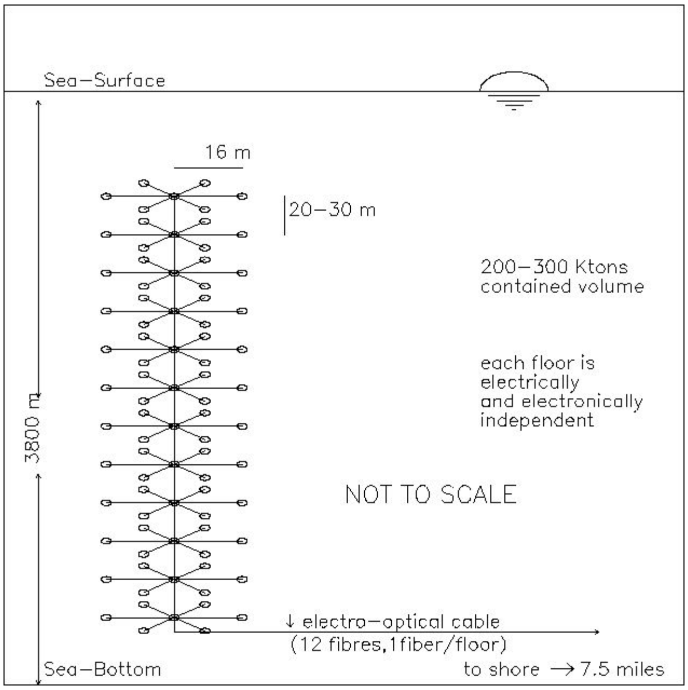


FIG. 2.13 – *Schéma du détecteur* NESTOR.

2.3 Le télescope ANTARES

La collaboration ANTARES regroupe 7 pays européens, avec environ 170 chercheurs, ingénieurs et techniciens. Parmi les différents instituts impliqués se trouvent des laboratoires de physique des particules et d'astrophysique, auxquels s'ajoutent l'INSU[4] et l'IFREMER[5] pour tout ce qui se rapporte à la mer.

Le détecteur ANTARES sera placé à 2500 m de profondeur, à 40 km au large de Toulon [51]. Dans sa version actuelle, le télescope est composé de 900 photomultiplicateurs répartis sur 12 lignes de 25 étages. Chaque étage comporte 3 photomultiplicateurs. Les lignes sont reliées à une boîte de jonction installée en décembre 2002, elle-même reliée à la côte par un câble électro-optique de 48 km de long. Celui-ci a été mis en place fin octobre 2001 (figure 2.14). Les connections entre les lignes et la boîte de jonction sont effectuées à l'aide d'un sous-marin. Toutes les données (de physique ou de contrôle) ainsi que l'alimentation générale transitent par la boîte de jonction. La figure 2.15 présente le schéma du détecteur.

FIG. 2.14 – *Photo prise lors de l'installation du câble électro-optique, sur la plage des sablettes, à La Seyne-sur-mer (oct 2001).*

2.3.1 Description

a) Les lignes

Toutes les lignes sont identiques. Elles sont accrochées au sol par une ancre, et maintenues à la verticale par une bouée. Leur disposition au sol est présentée figure 2.16. Un dispositif acoustique permet de relâcher la ligne sans avoir à intervenir physiquement. Le corps de la ligne est un câble électro-mécanique (EMC) de 450 m qui supporte les contraintes mécaniques et sert au transport de l'énergie et des données vers et entre les différents étages. Il y a 25 étages par ligne, séparés de 14,5 m, pour une longueur totale instrumentée de 348 m sur la partie supérieure de la ligne. Les étages sont regroupés par 5, formant un secteur. Chaque étage comporte 3 modules optiques dirigés vers le bas, à 135° par rapport à la verticale (figure 2.17), un module de contrôle local, un inclinomètre et un compas. D'autres instruments servent à la calibration : des balises optiques (LED) et

4. INSU : Institut National des Sciences de l'Univers.
5. IFREMER : Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER.

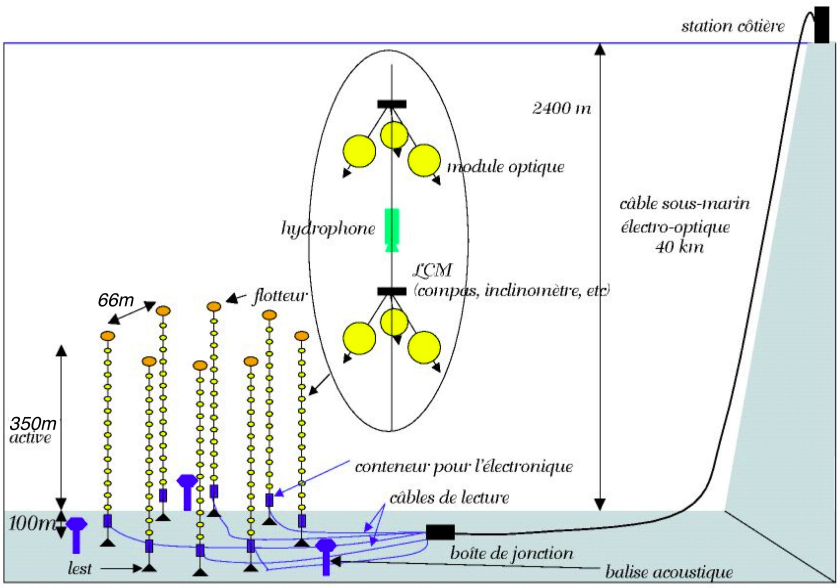


FIG. 2.15 – *Schéma du détecteur* ANTARES.

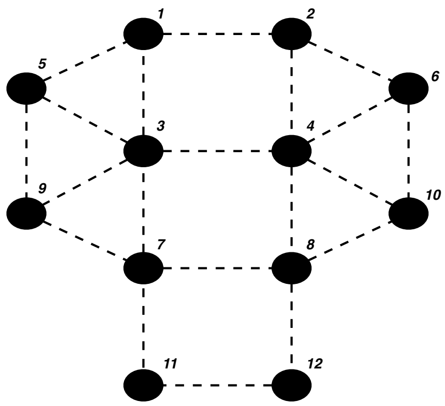


FIG. 2.16 – *Disposition au sol, des 12 lignes du détecteur* ANTARES.

une balise laser placée sur une ligne spécifique (MIL[6]). Au pied de cette ligne, sont placés un hydrophone pour le positionnement acoustique, ainsi qu'un module de contrôle pour le traitement des signaux provenant de photomultiplicateurs et pour l'horloge.

b) Les modules optiques

Le module optique (OM) [52] est un élément majeur du détecteur. Il contient le photomultiplicateur (PM) ainsi que son électronique, son alimentation et un système de LED servant à l'étalonnage [53]. C'est une sphère de verre d'épaisseur de 1,5 cm, qui doit résister à une pression de 700 bar et à la corrosion. La sphère est constituée de 2 hémisphères reliées par une dépression interne de 200 mbar. La partie supérieure est peinte en noir (figure 2.17) pour réduire la sensibilité aux photons qui touchent cette partie du module optique et pour minimiser les risques de réflexion interne. De l'autre côté, la transmissibilité du verre dans le bleu (région de sensibilité des PM) est supérieure à 95%. Le contact

6. Mini Instrumentation Line

optique entre le photomultiplicateur et la sphère est assuré par un gel de silicone qui doit permettre de minimiser la reflexion de la lumière vers l'extérieur du module optique. C'est pourquoi son indice optique ($n_{gel} = 1{,}4$) est compris entre celui de l'eau de mer ($n_{mer} = 1{,}33$) et celui du verre de la sphère ($n_{sph} = 1{,}47$).

FIG. 2.17 – *Photo de la ligne secteur avant sa mise à l'eau. Il y a 3 modules optiques par étage. La partie supérieure du module optique est peinte en noir.*

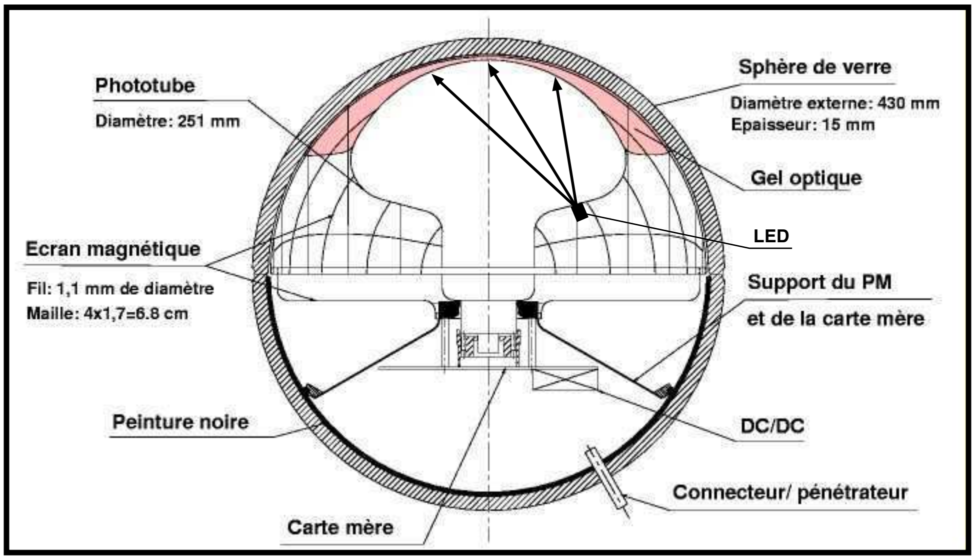


FIG. 2.18 – *Schéma d'un module optique.*

Un blindage constitué d'une cage de fils minces en μ-métal (alliage de fer et de nickel) sert à diminuer l'effet du champ magnétique terrestre (0,5 G) [54]. Ce dernier modifie la trajectoire des électrons de faible énergie principalement entre la photocathode et la première dynode, et détériore l'uniformité de la réponse du PM. Le schéma 2.18 présente les éléments et leur disposition dans le module optique.

Les photomultiplicateurs qui seront employés ont un diamètre de 10 pouces. Ils sont de type R7081-20 (fabriqués par Hamamatsu). Leurs caractéristiques sont présentées ci-dessous :

– temps de transit (TT) des photo-électrons : temps entre l'illumination du tube et l'apparition de l'impulsion sur l'anode. $TT \simeq 3$ ns.

- dispersion du temps de transit (TTS[7]) des photo-électrons : différence des temps de collection des charges sur l'ensemble de la photocathode vers la première dynode. $TTS \simeq 1{,}3$ ns.
- gain (G) : rapport entre le courant de l'anode et le courant photo-électrique. $G = 5 \times 10^7$, pour une tension de 2000 V.
- temps de montée (t_m) : temps nécessaire pour que l'impulsion de l'anode augmente de 10 à 90% de sa valeur maximale lorsque le tube est éclairé par une impulsion lumineuse très brève. $t_m \leq 5$ ns.
- rapport P/V : rapport entre la hauteur du pic et la hauteur de la vallée (minimum avant le pic), sur la distribution des mesures des charges. $P/V \geq 2$.

Le rapport P/V est choisi pour pouvoir isoler un photo-électron unique (1 pe). Mais tous les signaux envoyés par le tube ne sont pas de 1 pe ; la fluctuation de l'amplification provoque une dispersion de l'amplitude de la réponse du photomultiplicateur. De plus il peut arriver que plusieurs photons arrivent dans un intervalle de temps trop court pour provoquer plusieurs impulsions séparées. Dans ce cas l'amplitude du signal pourra dépasser 1 pe. Ceci représente moins de 2% des cas.

c) Le circuit ARS

Pour numériser les signaux sortant des PM, afin de les transporter jusqu'à la côte, une puce électronique a été spécialement développée : l'ARS[8] [55], [56].
Dans 98% des cas, les signaux sont à environ 1 pe. Tous ces signaux (appelés mode SPE[9]) ont les mêmes caractéristiques, il n'est donc pas nécessaire de numériser l'ensemble du signal. Si le signal est un SPE, il correspond à un gabarit (figure 2.19, haut) et seuls l'amplitude (au-dessus d'un seuil) et le temps de passage sont conservés. Si le signal dépasse le gabarit (figure 2.19, bas), il est alors échantillonné à 0,7 GHz (mode WF[10]), et l'ensemble du signal est envoyé à la côte.
Le temps d'arrivée de l'impulsion est déterminé sur une période de l'horloge complétée par une valeur (TVC[11]) donnée par le convertisseur temps-tension. L'horloge générale du détecteur fonctionne à une fréquence de 20 MHz. Au passage d'une impulsion au-dessus du seuil, le convertisseur temps-tension donne la valeur de la tension correspondante à ce temps de passage. Ceci permet de déterminer précisement le temps d'arrivée de l'impulsion ($\leq$ 0,5 ns) durant la période concernée de l'horloge. La figure 2.20 décrit le principe du TVC.
Le traitement en mode WF mobilise l'ARS pendant 185 μs [57]. Pour éviter une augmentation du temps mort par le temps de traitement des signaux, 2 ARS sont prévus par module optique, afin que le second prenne le relais lorsque le premier est occupé. Un troisième ARS est présent pour chaque module optique, pour traiter les événements provenant de la balise optique (paragraphe 2.3.2 a)).

Chaque puce ARS est intégrée sur une carte mère, elle-même insérée sur le chassis contenant toute l'électronique de contrôle. Ce chassis est placé dans un conteneur en titane capable de résister aux contraintes physiques présentes au fond de la mer. Les

7. Transit Time Spread
8. Analog Ring Sampler
9. Single Photo Electron
10. Wave Form
11. Time Voltage Converteur

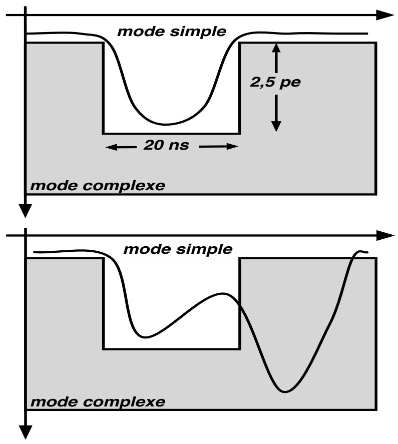


FIG. 2.19 – *Discrimination entre les événements SPE ou WF. Si l'impulsion reste dans le gabarit "mode simple", le signal est traité en SPE, sinon, il est traité en WF.*

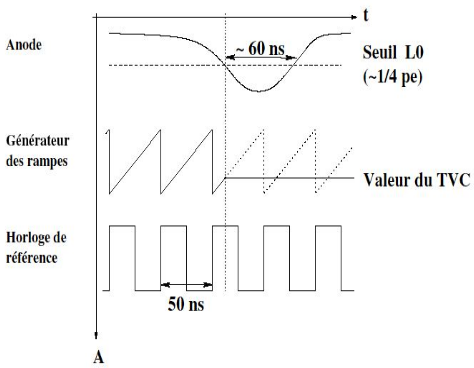


FIG. 2.20 – *Principe du TVC pour déterminer avec précision le temps d'arrivée des impulsions [55], [56].*

composantes inclues dans ce conteneur, ou module de contrôle, sont présentées dans le paragraphe suivant.

d) L'électronique de contrôle

Chaque étage est équipé d'un module de contrôle local (LCM[12]). Les cartes qu'il contient sont énumérées ci-dessous :

- carte mère des boussoles : elle permet de mesurer la direction et l'inclinaison du module ;
- carte du système de déclenchement : elle permet de gérer les niveaux de déclenchement. Il y a 3 niveaux :
  L0 : toutes les données en sortie de l'ARS sont enregistrées
  L1 : coïncidences locales sur un étage
  L2 : 2 coïncidences locales au moins dans le détecteur
- carte de l'horloge : elle distribue le signal de l'horloge mère pour la synchronisation des LCM ;
- carte d'acquisition des données : elle permet également de transmettre les commandes de contrôle asynchrone[13].

L'ensemble des données d'un LCM (données de physique, de contrôle asynchrone) sont regroupées par secteur (5 étages) vers le module de contrôle maître (MLCM[14]) de ce secteur, qui remplit également les fonctions d'un LCM. Il envoie les données au pied de la ligne, à un autre module de contrôle : le SCM[15].
Le SCM contient toute l'électronique du contrôle asynchrone, de l'horloge, des instruments dédiés au positionnement acoustique, ainsi qu'aux balises laser. Son rôle est également d'envoyer et recevoir toutes les informations entre les modules de contrôle de la ligne et la côte, via la boîte de jonction.

12. Local Control Module
13. Initialise, vérifie et met à jour les paramètres des cartes électroniques.
14. Master Local control Module
15. String Control Module

e) La boîte de jonction

La boîte de jonction (figure 2.21) reçoit la tension nécessaire à l'alimentation de l'ensemble du détecteur et la redistribue aux lignes. Cette tension est envoyée de la côte via le câble électro-optique. Le transformateur est placé dans un compartiment séparé, rempli d'huile diélectrique pour un meilleur refroidissement. Les données transitent également par la boîte de jonction.

FIG. 2.21 – *Photo de la boîte de jonction.*

2.3.2 Calibration et positionnement du détecteur

La précision angulaire d'ANTARES et la reconstruction des traces des muons dépendent de la résolution temporelle du détecteur, ainsi que de la connaissance du positionnement spatial des lignes. Les dispositifs dédiés à la calibration temporelle et au positionnement des lignes sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

a) Calibration temporelle

La nécessité de la calibration temporelle vient du fait que la mesure des temps d'arrivée des photons Čerenkov doit être effectuée avec une précision de l'ordre de 1 ns ; la résolution temporelle du détecteur doit être inférieure à 0,5 ns.
En premier lieu, l'horloge interne de chaque LCM permet de mesurer le décalage en temps avec l'horloge principale, ce qui assure la synchronisation entre les LCM. S'y ajoutent des LED placées dans chaque modules optiques afin de mesurer le temps de transit moyen des PM. La calibration en temps relative entre les modules optiques est obtenue grâce à des balises optiques réparties sur tout le détecteur et à une balise laser placée sur la ligne instrumentée (voir paragraphe 7.3.5). Ces deux derniers systèmes peuvent également être utilisés pour mesurer la longueur d'absorption et la longueur de diffusion de la lumière dans l'eau.

LED dans les photomultiplicateurs Le temps de transit moyen du photomultiplicateur est mesuré grâce à une LED (diode électro-luminescente) enfermée dans une capsule noire placée à l'arrière de tous les photomultiplicateurs (figure 2.18). Une ouverture de 1 mm permet de sélectionner une faible fraction de lumière émise, et d'illuminer la photocathode à travers la fine couche d'aluminium présente à l'arrière du PM. Ce système permet de vérifier le temps de transit durant la prise de données.

Balises optiques Ce dispositif est un cylindre hexagonal dont chaque face comporte 5 LED. Ces balises sont placées sur le support des modules optiques, et 4 balises optiques sont inclues par ligne. Ces LED permettent d'illuminer 8 à 10 étages d'une ligne voisine, et un photomultiplicateur placé dans la balise mesure le temps «vrai» de l'émission des LED.

Balise laser Comme son nom l'indique, c'est un laser qui émet de courtes et intenses impulsions lumineuses. Il est placé au pied de la ligne instrumentée (voir paragraphe 7.3.5), et est capable d'illuminer la moité du détecteur.

b) Positionnement

La précision temporelle attendue est de 1 ns. Une erreur de 1 ns sur le temps d'arrivée des photons Čerenkov équivaut à une erreur de 22 cm sur le positionnement spatial du détecteur. Il faut donc que l'erreur sur le positionnement soit inférieure à cette valeur. Le positionnement relatif entre les lignes est obtenu par un système acoustique d'une part, et par les inclinomètres et les compas placés dans chaque LCM, d'autre part. Le positionnement absolu du détecteur est déterminé par GPS lors du déploiement d'une ligne. L'erreur sur le positionnement des modules optiques est inférieure à 10 cm [96], [60].

Positionnement relatif Sur chaque étage, un compas mesure l'orientation et la rotation de la ligne, et deux inclinomètres mesurent l'inclinaison par rapport à la verticale. Ces données permettent de reconstruire la forme des lignes. De plus, six hydrophones sont répartis sur la ligne. Ces hydrophones reçoivent les signaux acoustiques produits par trois émetteurs placés autour du détecteur. Le temps d'arrivée des signaux est utilisé pour estimer, par triangulation, la position de chacun des hydrophones sur la ligne. Cette position est obtenue avec une précision de l'ordre de 3 cm. Ce positionnement relatif est suivi tout au long des prises de données.

Positionnement absolu La position absolue du détecteur est déterminée au moyen de balises acoustiques fixées au pied de chaque ligne et des balises placées autour du détecteur. Leur position est relevée par GPS lors du déploiement des lignes.

2.3.3 Caractérisation du milieu marin

L'évaluation des caractéristiques du site et du milieu marin est importante. Il est indispensable de connaître, par exemple, les propriétés optiques de l'eau, ou la bio-salissure. Le programme d'exploration des sites est dédié à ces études, et a donné les informations nécessaires présentées dans cette section. Ce programme se poursuit afin de suivre l'évolution de ces caractétistiques, mais aussi en vue de trouver le meilleur site pour installer le futur détecteur de 1 km^3.

a) Le site

Les coordonnées géographiques du site sont 42°50'N, 6°10'E (figure 2.22). La proximité des infrastructures de l'IFREMER (La Seyne-sur-Mer) facilite les déploiements en mer. Les conditions météorologiques, telles que la vitesse et la direction du vent ainsi que la hauteur de la houle ont été étudiées pendant 4 années sur l'île voisine de Porquerolles.

Les conditions nécessaires pour le déploiement des lignes (une houle inférieure à 1,5 m et une vitesse du vent inférieure à 25 noeuds) doivent être remplies pendant les opérations en mer, c'est à dire durant 3 jours consécutifs. C'est entre mai et septembre que ces conditions sont le plus souvent présentes ; plus de 5 fois par mois.
Le sol du site ANTARES a été inspecté par le sous-marin «le Nautile» de l'IFREMER en décembre 1998. Il est constitué d'une boue solide adaptée pour y placer les lignes, et le relevé bathymétrique (figure 2.23) montre que le site est quasiment plat. Une zone de 300 m de côté, dont la pente est très faible ($\sim$ 1,7%) et qui ne présente aucune anomalie topographique a été retenue pour ces caractéristiques.

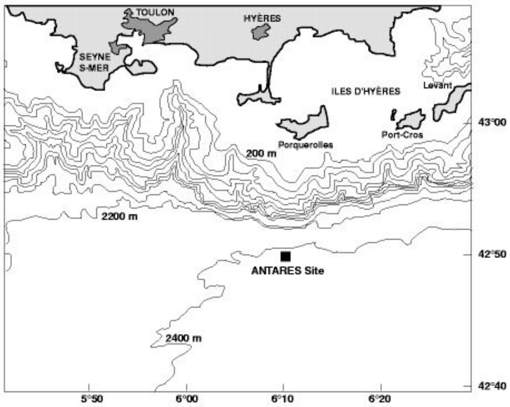


FIG. 2.22 – *Carte géographique du site* ANTARES.

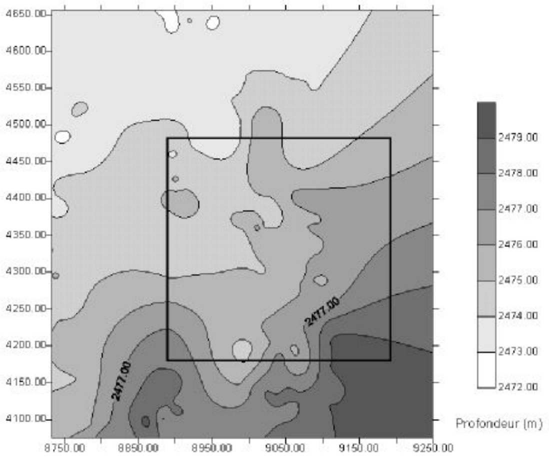


FIG. 2.23 – *Rélévé bathymétrique du fond de la mer. Le sol est pratiquement plat, et permet d'y placer le détecteur.*

Les paramètres tels que la salinité ou la température de l'eau ont fait l'objet de plusieurs campagnes de mesures. La salinité doit être connue avec précision, car la vitesse du son en dépend et celle-ci est nécessaire pour la reconstruction acoustique. Elle est stable à 38,44 °/$_{\circ\circ}$ (g de sel par kg d'eau). De même la température ne varie pas : 13,2° C. En revanche la vitesse du courant varie de 2 à 19 cm/s, et est en moyenne de 7 cm/s. Sa direction privilégie le sens Est-Ouest comme indiqué sur la figure 2.24.

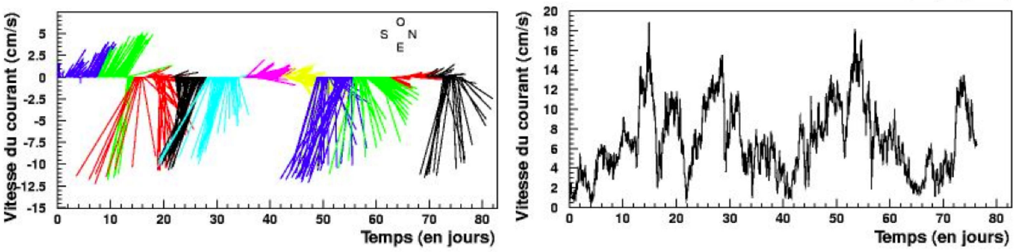


FIG. 2.24 – *Direction (à gauche) et vitesse (à droite) du courant sur le site* ANTARES*, mesurée lors du test 1.10 (voir chapitre 7). Les couleurs dans la figure de gauche correspondent à des périodes de 8 jours.*

b) Propriétés optiques

La transparence de l'eau et la diffusion de la lumière sont deux paramètres importants car ils influent directement sur la détection des muons et la précision de reconstruction du détecteur. L'absorption joue sur le volume sensible du détecteur, et la diffusion sur la précision angulaire.
L'atténuation effective ($\lambda_{\text{att.eff}}$) est reliée à l'intensité de la source utilisée (I_S), à l'intensité du signal reçu sur le photomultiplicateur (I_{pm}), et à la distance (D) séparant la source du photomultiplicateur par :

$$I_{PM} \propto \frac{I_S}{D^2} e^{-\frac{D}{\lambda_{\text{att.eff}}}} \tag{2.11}$$

Le rapport d'amplitude des pics des distributions des temps d'arrivée des photons sur un photomultiplicateur, mesurés à deux distances différentes, donne la valeur de la longueur d'atténuation effective.

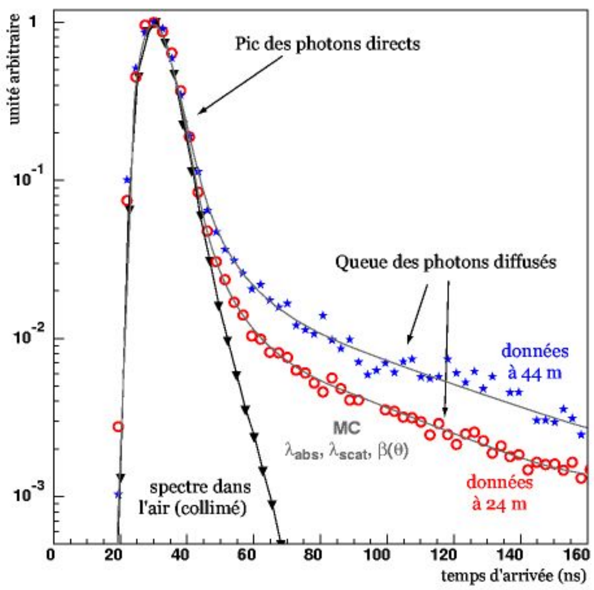


FIG. 2.25 – *Distributions des temps d'arrivée des photons, normalisées à une même hauteur de pic pour deux distances (24 et 44 m).*

Les longueurs d'absorption et de diffusion peuvent être obtenues séparément par ajustement des données avec un spectre obtenu par simulation Monte Carlo [58]. Les valeurs de la longueur d'absorption (λ_{abs}) et de diffusion (λ_{diff}) ainsi que l'angle moyen de diffusion ($< cos\theta >$) sont ainsi obtenus. Un exemple est donné figure 2.25.
L'angle moyen de diffusion permet de définir la longueur de diffusion effective ($\lambda_{\text{diff.eff}}$) selon :

$$\lambda_{\text{diff.eff}} = \frac{\lambda_{\text{diff}}}{< 1 - cos\theta >} \tag{2.12}$$

Dans le cas d'une diffusion vers l'avant, à $cos\theta = 1$, la longueur de diffusion effective est infinie ; la diffusion n'influe pas sur le temps de parcours des photons.
Les sources utilisées sont des diodes pulsées, et comme la propagation des photons dépend de la longueur d'onde, les mesures ont été effectuées dans le bleu et l'ultraviolet. Des

TAB. 2.1 – *Résultat de mesures des caractéristiques de l'eau sur le site* ANTARES *[58].*

période	$\lambda_{\text{att.eff.}}$ (m)	$\lambda_{\text{diff.eff.}}$ (m)	λ_{abs} (m)	λ_{diff} (m)	$cos\theta$
(*bleu*) Mars 99	52,2±0,7	231±11	60,7±0,7	54±18	0,74
(*bleu*) Juin 00	45,5±1,9	305±31	48,4±0,3	79±8	0,77
(*U.V.*) Sept 99	22,3±0,3	108±3	25,4±0,2	27±1	0,75
(*U.V.*) Juin 00	25,0±0,5	124±3	28,0±0,1	46±1	0,63

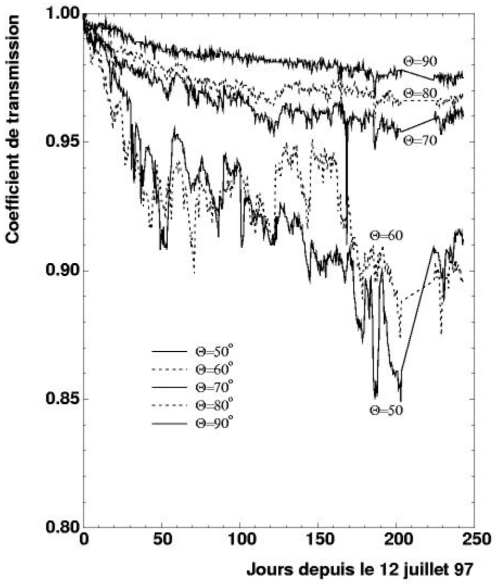


FIG. 2.26 – *Perte de transmissivité des sphères proches de leur équateur, sur une période de 8 mois. 90° signifie l'horizontale, 0° le pôle supérieur.*

résultats obtenus sont présentés dans le tableau 2.1. Avec l'ensemble des données prises, il a été montré que les propriétés de l'eau sont constantes sur toute la hauteur des lignes, mais, comme le montre également le tableau 2.1 elles suivent des variations saisonnières. La longueur de diffusion effective est de l'ordre de 300 m dans le bleu et de l'ordre de 100 m dans l'ultraviolet. La longueur d'absorption est nettement plus faible ; d'environ 60 m dans le bleu ou 25 m dans l'ultraviolet. C'est donc l'absorption qui est le facteur dominant pour ANTARES.

c) Prolifération des bactéries et dépôts de salissure sur les modules optiques

Les surfaces des modules optiques se recouvrent de sédiments et de micro-organismes. La transmissivité des sphères en est affectée. Les micro-organismes comme les bactéries peuvent se développer sur toute la surface de la sphère et forment normalement une substance transparente, mais collante. Les sédiments ne se déposent que sur la surface supérieure de la sphère et sont piégés par le substrat des bactéries. La perte de transparence d'une sphère, sur 1 année, à l'horizontale, est de moins de 2%, comme l'indique la figure 2.26. Cette valeur représente une limite supérieure car les modules optiques dans ANTARES sont orientés vers le bas, à 135°. Le taux de sédimentation présente des variations saisonnières qui tendent à l'augmentation durant l'été [59]. La composition des sédiments est celle des lits des rivières continentales, ce qui permet d'estimer le taux de sédimentation moyen à 0,0052 cm/an, pour un taux d'accumulation de 0,04 g/cm^2/an.

d) Bioluminescence

La bioluminescence est le bruit de fond ambiant présent au fond des mers. Une partie provient de l'effet Čerenkov des électrons issus de la transmutation du ^{40}K, et une autre des organismes vivants. La forme générale de la distribution du nombre de coups par secondes en fonction du temps est une composante continue de l'ordre de 60 kHz, sur laquelle se superposent des impulsions brèves de grande amplitude. L'étude de la bioluminescence est un point important dans l'évaluation du site qui a donné lieu à une publication [139]. La deuxième partie de cette thèse est consacrée à l'étude de la bioluminescence, chapitres 7 et 8.

2.3.4 La ligne 5

La ligne 5 est le démonstrateur d'ANTARES. Il a permis de valider les procédures de déploiement et de récupération des lignes, de tester l'électronique et la transmission des informations de la côte à l'instrument. Elle a été immergée du 25 novembre 1999 au 21 juillet 2000 à 1200 m de profondeur. Sa configuration est relativement proche de celle du design du détecteur final. La figure 2.27 montre un schéma de la ligne 5. Elle est composée de 16 étages séparés de 16,4 m, placés entre 2 câbles de 300 m. Elle est maintenue verticale grâce à une bouée. Chaque étage porte 2 sphères dont 8 sont équipées de modules optiques. D'autres appareils, dédiés au positionnement et à l'évaluation du site y sont installés.

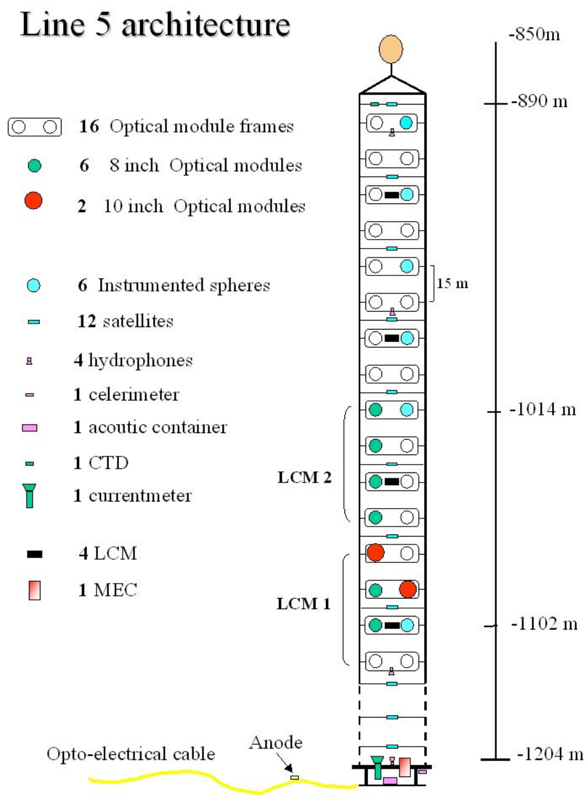


FIG. 2.27 – *Schéma de la ligne 5, le démonstrateur d'*ANTARES.

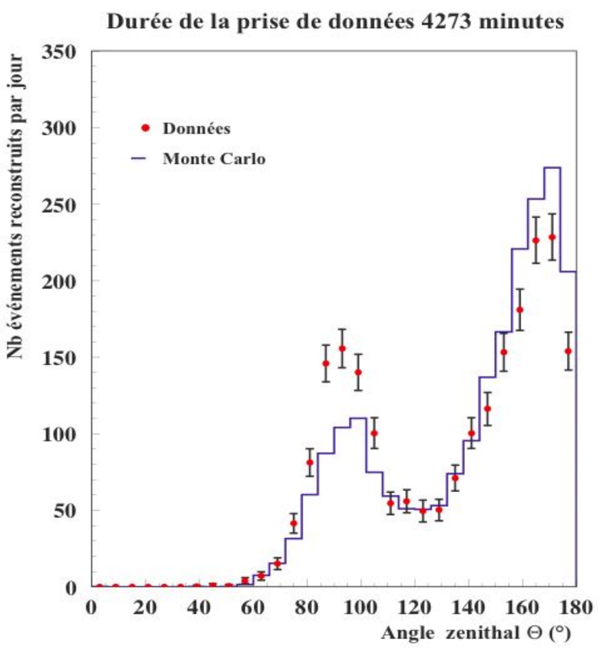


Fig. 2.28 – *Comparaison de la distribution angulaire des muons atmosphériques reconstruits par la ligne 5, avec celle de la simulation.*

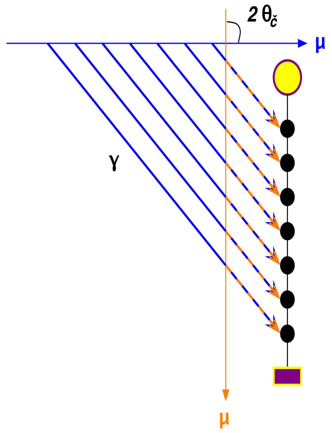


Fig. 2.29 – *Shéma illustrant l'ambiguïté à la reconstruction pour deux traces dont les directions forment un angle de deux fois l'angle Čerenkov.*

L'analyse des données recueillies a fait l'objet d'une thèse [96]. Elle montre que le positionnement des modules optiques est obtenu avec une précision de 20 cm. Des muons atmosphériques ont été également détectés, et reconstruits. La distribution angulaire de ces muons est présentée figure 2.28, et est comparée avec la simulation. Dans les deux distributions, on retrouve un effet connu de la reconstruction ; si les photomultiplicateurs sont répartis sur une seule ligne, deux angles zénitaux peuvent se déduire des temps d'arrivée des photons. Ceci est expliqué sur la figure 2.29. Dans le cas de la ligne 5, les signaux étaient décodés à Terre, introduisant un temps mort de plus d'1 μs pour chaque impulsion de photomultiplicateur. Seuls les premiers photo-électrons ont pu être utilisés pour reconstruire les traces des muons. Dans ces conditions il n'est pas possible de distinguer les multi-muons[16] des mono-muons. Or les hypothèses prises pour l'ajustement des traces ne sont valables que pour des simple-traces, impliquant une erreur très élevée sur l'angle zénital des multi-muons. De plus d'après les simulations près de 2 événements reconstruits sur 3 sont des multi-muons. Ceci permet d'expliquer (en partie[17]) le fait que les distributions provenant de la simulation et des données ne soient pas tout à fait en accord [96].

2.3.5 Le prototype ligne secteur

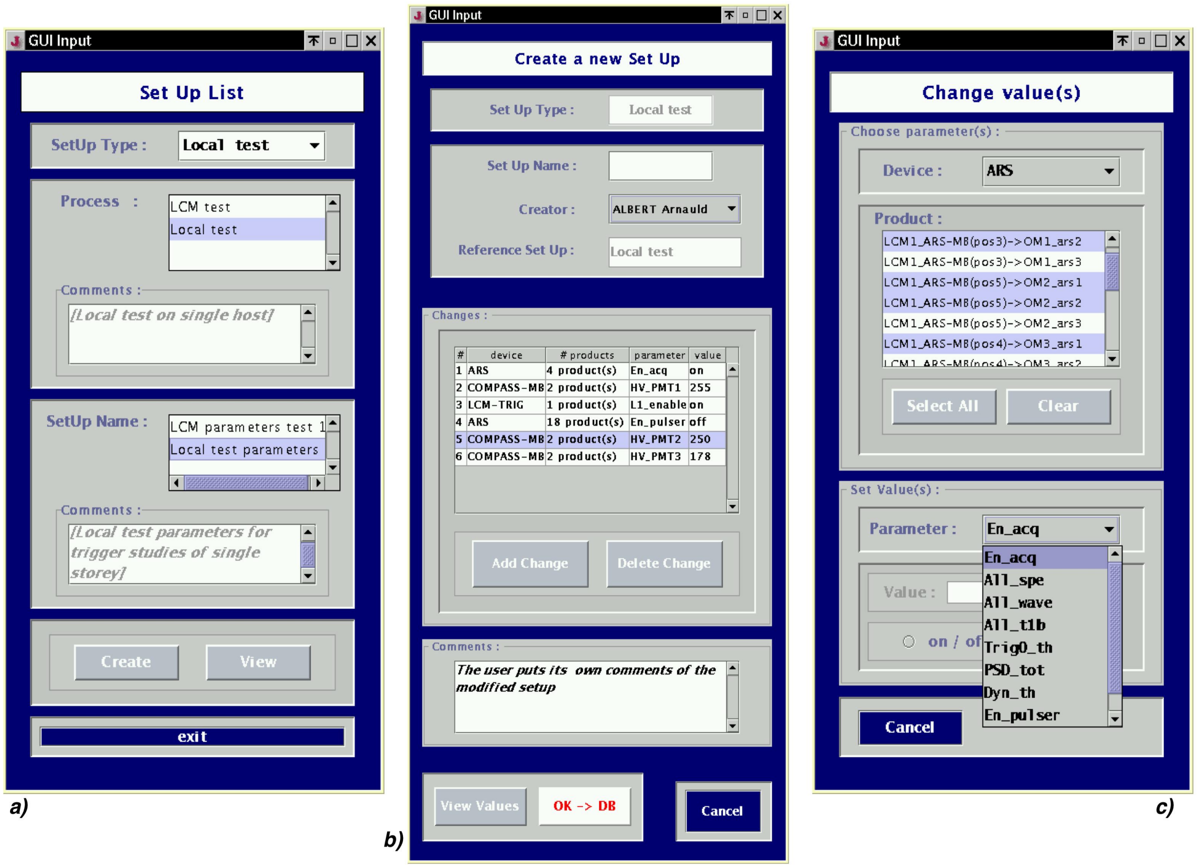
La validation des différents systèmes avec la ligne 5, a permis à la collaboration Antares de mettre à l'eau un prototype, dont le design est en tous points identique à

16. Plusieurs muons atmosphériques de direction parallèle et très proches.
17. Une explication complémentaire pourrait provenir de la mauvaise connaissance des propriétés optiques de l'eau du site d'immersion de la ligne 5. Les longueurs d'absorption et de diffusion utilisées sont celles du site d'Antares [96].

celui du détecteur final : c'est la ligne secteur (figure 2.17). L'étude de la bioluminescence présentée dans cette thèse provient des données recueillies par cette ligne ; elle sera décrite plus loin, au chapitre 7.

2.3.6 Interface graphique utilisateur - base de données

Durant quelques mois, mon travail s'est inscrit dans le cadre du développement logiciel de la collaboration. Il a porté sur le développement d'une interface graphique entre un utilisateur et une base de données. La base de données regroupe toutes les données de contrôle asynchrone, et tous les paramètres d'initialisation des cartes électroniques placées dans le détecteur. Par exemple, chaque ARS nécessite 75 paramètres d'initialisation. Cela peut aussi être la valeur de la tension à envoyer à la boîte d'alimentation des modules optiques.
Lors de la mise en route de la ligne, le *Run Control* [61], cherche ces paramètres dans la base de données et les envoie au détecteur pour son initialisation. Un grand nombre de paramètres doivent être entrés dans la base de données. L'interface graphique sert à faciliter ce travail [62].
Cette interface est écrite en JAVA. Elle interroge la base de données par requètes SQL, et la remplit avec les valeurs entrées par l'utilisateur. L'idée générale consiste à créer un ensemble de paramètres d'initialisation à partir d'un ensemble déjà existant (figures 2.30 a et b) et d'un modifier la valeur des paramètres (figure 2.30 c). Un visualiseur (figure 2.31) permet de vérifier, pour un secteur, les paramètres choisis.



#	device	# products	parameter	value
1	ARS	4 product(s)	En_acq	on
2	COMPASS-MB	2 product(s)	HV_PMT1	255
3	LCM-TRIG	1 product(s)	L1_enable	on
4	ARS	18 product(s)	En_pulser	off
5	COMPASS-MB	2 product(s)	HV_PMT2	250
6	COMPASS-MB	2 product(s)	HV_PMT3	178

FIG. 2.30 – *Capture d'écran de l'interface graphique servant à modifier les paramètres d'initialisation du détecteur.*

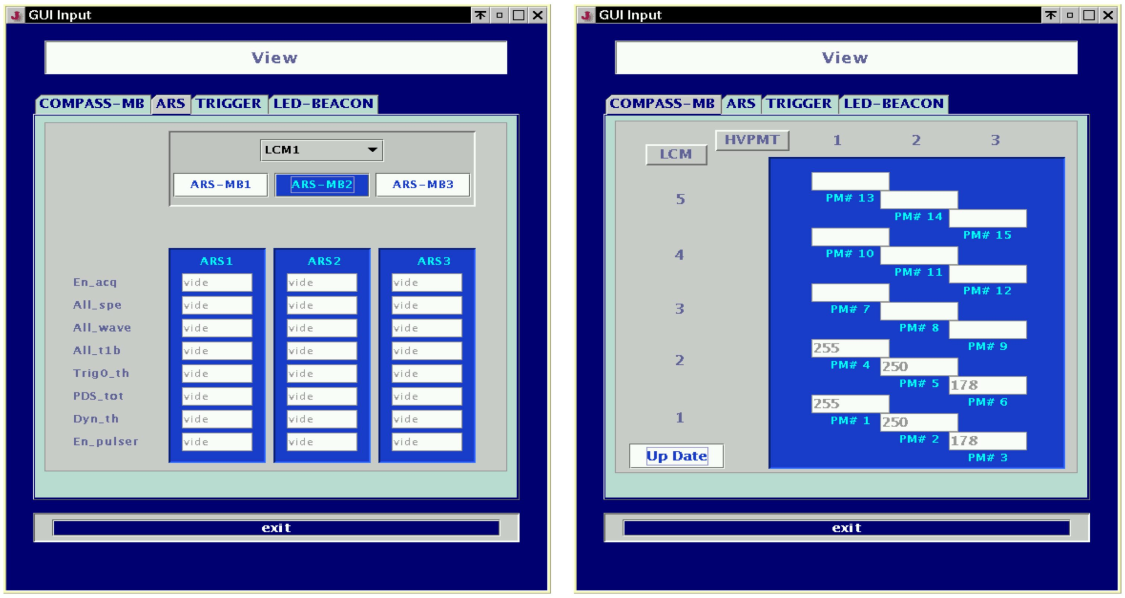


FIG. 2.31 – *Capture d'écran de l'interface graphique servant à visualiser les paramètres d'initialisation modifiés.*

2.3.7 Performances

Les performances attendues du télescope ANTARES sont présentées dans ce paragraphe. La position du détecteur, qui définit son ciel observable, et la résolution angulaire sont évoquées. Le taux d'événements provenant des diverses sources possibles de neutrinos est directement relié à la surface effective du détecteur. Celle-ci est présentée ici mais les simulations des processus physiques qui la déterminent seront présentées au chapitre 6. Enfin une brève comparaison entre les différents télescopes à neutrinos achèvera ce chapitre.

Ciel visible

Les télescopes à neutrinos observent généralement les neutrinos ascendants. De ce fait, ils ne voient qu'une partie de la voûte céleste. La partie du ciel observable, au cours d'une rotation complète de la Terre, dépend des coordonnées géographiques du détecteur. La figure 2.32 (en haut) représente en coordonnées galactiques le ciel observable pour un télescope placé aux coordonnées géographiques 42°50'N, 6°10'E. L'angle solide total couvert est de 3,5 π sr. La figure centrale représente le ciel visible par un télescope placé au pôle Sud (AMANDA). La figure inférieure est la combinaison des deux télescopes. La complémentarité y est évidente. A chaque instant, un angle solide de 0,5 π sr est commun au deux sites d'observation .

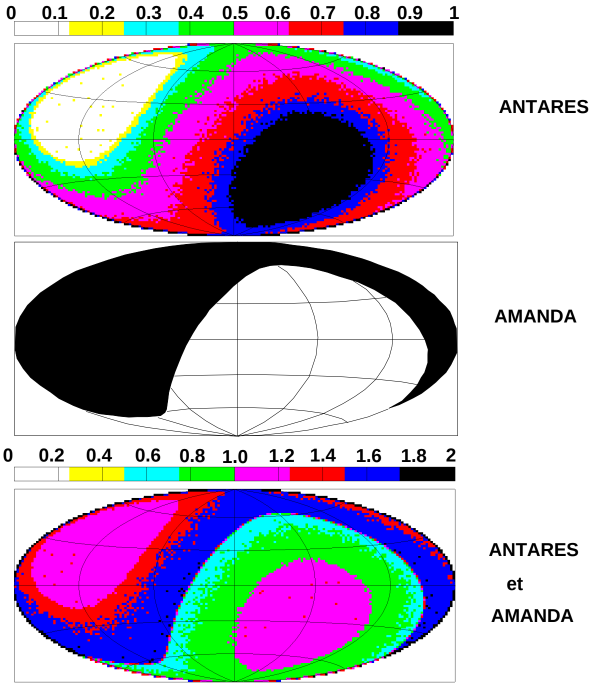


FIG. 2.32 – *Ciel visible d'ANTARES (en haut), d'AMANDA (au centre) et leur combinaison (en bas). Les couleurs indiquent l'échelle de visibilité; la zone blanche n'est jamais visible mais la zone noire est visible en permanence. Un détecteur placé aux coordonnées d'ANTARES ne voit pas toujours le même ciel. Par contre, le ciel d'AMANDA est à tout moment le même.*

Résolution angulaire

L'observation de sources ponctuelles de neutrinos n'est possible que si la résolution angulaire est assez fine pour localiser la source émettrice et réduire significativement le bruit de fond des muons et neutrinos atmosphériques. Cette résolution angulaire dépend de la qualité de reconstruction des traces; ceci est exposé plus loin dans ce document, au paragraphe 6.2.3. La figure 2.33 présente la résolution angulaire que le télescope ANTARES pourra atteindre. La résolution angulaire (angle entre le neutrino incident et le muon reconstruit), ainsi que l'efficacité intrinsèque de la reconstruction (entre le muon vrai et le muon reconstruit) sont présentées. A basse énergie (E_ν < 10 TeV), l'écart angulaire est dominé par la cinématique de l'interaction neutrino-nucléon. Aux plus hautes énergies (E_ν > 100 TeV), une résolution de 0,2° est attendue.

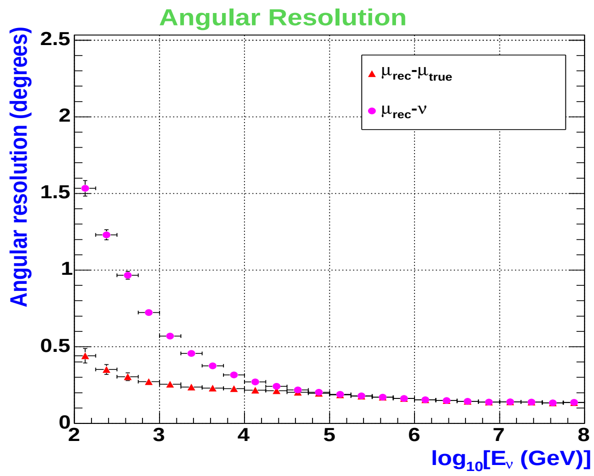


FIG. 2.33 – *Angle médian entre le neutrino et le muon reconstruit, et entre le muon vrai et le muon reconstruit.*

Surface effective

La surface effective est le produit de la surface de génération des muons induits par les neutrinos avec l'efficacité de reconstruction[18]. La figure 2.34 montre la surface effective d'ANTARES (en terme de muons) dans sa version actuelle. Elle est évaluée à environ 0,05 km^2.

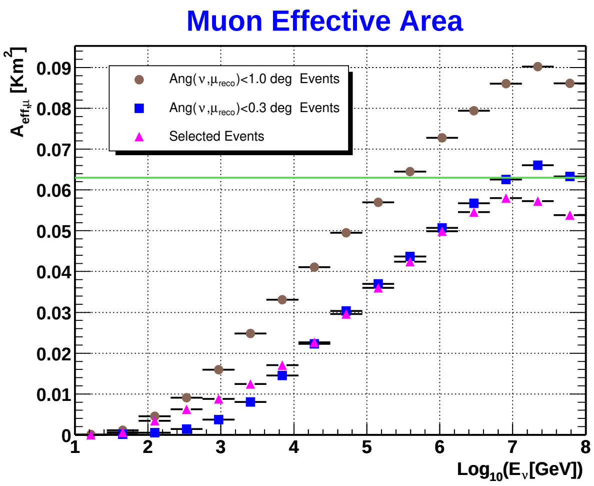


FIG. 2.34 – *Surface effective d'ANTARES (voir paragraphe 6.3). La surface effective obtenue avec les événements sélectionnés pour la qualité de leur reconstruction (voir paragraphe 6.2.3) est comparée avec celle provenant des événements dont l'angle est reconstruit avec une erreur inférieure à 1° et 0,3°. La ligne horizontale est la surface géométrique du détecteur.*

Comparaison avec les autres télescopes à neutrinos

Le tableau 2.2 présente une rapide comparaison entre les télescopes à neutrinos : ANTARES, AMANDA, Baïkal et NESTOR. Une comparaison entre télescopes, cependant ne doit pas se limiter aux ordres de grandeur de la résolution angulaire et de la surface effective,

18. Rapport du nombre de traces reconstruites et sélectionnées au nombre total de muons ayant traversé le détecteur.

mais doit comparer aussi les avantages et inconvénients liés aux conditions de déploiement, aux infrastructures disponibles ou aux conditions météorologiques. Un exemple d'avantage et d'inconvénient est proposé dans le tableau 2.2 pour chacun des télescopes.

TAB. 2.2 – *Comparaison des caractéristiques des télescopes à neutrinos.*

	AMANDA	Baïkal	ANTARES	NESTOR
Détecteur	19 lignes 700 PM	8 lignes 192 PM	12 lignes 900 PM	12 étages 168 PM
Surface Effective Rés. Angulaire	0,03 km^2 3°	0,008 km^2 4°	0,05 km^2 0,2°	0,02 km^2
Avantage (exemple)	Aucun bruit de fond environnemental	Facilité de déploiement	Faible diffusion de lumière	
Inconvénient (exemple)	Grande diffusion de la lumière	Salissure des PM	Bioluminescence	

Conclusion

Depuis 8 ans, la collaboration ANTARES travaille à la construction d'un télescope à neutrinos. La phase de recherche et développement a été achevée avec le démonstrateur d'ANTARES (la ligne 5). Les propriétés du site sont connues, les techniques et l'électronique nécessaires ont été développées et validées.
La dernière étape, la ligne secteur, devait servir à la validation grandeur nature du design du détecteur. Il devait également valider l'ensemble des solutions retenues pour le télescope final. Les problèmes rencontrés sur ce prototype (voir le paragraphe 7.3.4) retardent quelque peu la mise à l'eau des premières lignes. Il est nécessaire de placer une autre ligne prototype (PSL 2) ainsi qu'une ligne de test (MILOM) (en cours de réalisation, au moment de l'écriture de ce document) pour vérifier les solutions décidées pour résoudre ces problèmes. Le déploiement est programmé pour décembre 2004 pour le prototype, et pour février 2005 pour la ligne de test. La connection des 2 lignes est prévue en février 2005.
Le calendrier de mise à l'eau du détecteur planifie la connection de la première ligne en juillet 2005. Les dernières lignes (9ème à 12ème) seront connectées en février 2007.

Chapitre 3

Les Sursauts Gamma et leurs Modèles

Dans les années 70, des satellites enregistrent des bouffées soudaines de rayons gamma. Rapidement il est reconnu que ces bouffées, appelés sursauts gamma, sont d'origine extra-terrestre et même extra-solaire. Mais aujourd'hui encore la nature du phénomène n'est que partiellement expliquée. Plusieurs modèles théoriques de sursauts permettent de reproduire les observations et tentent d'expliquer ces événements.

Ce chapitre est dédié aux sursauts gamma ; la première partie décrit les connaissances de ces phénomènes particuliers (section 3.1). Ensuite, dans la section 3.2, certains modèles existants sont présentés. Enfin, le modèle du Boulet de Canon est exposé de manière plus détaillée dans la section 3.3.

3.1 Les Sursauts Gamma

Les sursauts gamma, ou gamma ray bursts (GRB), font partie des phénomènes les plus violents connus dans l'Univers ; si l'émission de la source est isotrope [1], en quelques secondes, l'équivalent de l'énergie produite par le Soleil durant toute sa vie est libérée. Ce phénomène apparaît environ une fois par jour et par hémisphère, mais est très rare à l'échelle de l'Univers ; environ un sursaut se produit par million d'années et par galaxie (toujours en supposant que l'émission de la source soit isotrope).
Après un aperçu de l'historique des sursauts gamma (§ 3.1.1), les données et les caractéristiques observationnelles principales des sursauts gamma sont présentées (§ 3.1.2).

3.1.1 Historique

Dans les années 50, des pays munis de l'arme nucléaire - les Etas-Unis, l'URSS et la Grande Bretagne (rejoints par la France en 1960, et la Chine en 1964) - décident d'un traité d'interdiction des essais nucléaires («Test Ban Treaty »). Pour vérifier que ce traité

1. Si la source émet dans toutes les directions et que seuls les photons produits dans l'angle solide intercepté par le satellite sont détectés.

soit respecté et qu'aucun essai ne soit réalisé sur Terre ou dans l'espace, les satellites VELA sont mis en orbite dès le début des années 60.
Ces satellites observent le premier sursaut gamma le 2 juillet 1967 [63]. Cette découverte n'est rendue publique qu'en 1973 [64]. L'estimation très approximative des directions des 16 autres sursauts observés jusqu'alors, montre qu'ils proviennent de l'extérieur du système solaire. Mais l'origine de ces sursauts gamma reste un mystère.
Dans les années 80, les théories se divisent en deux catégories ; des systèmes binaires ou des étoiles à neutrons, proches c'est à dire dans notre galaxie, ou d'autres systèmes plus lointains, à l'extérieur de notre galaxie. En avril 1991, le satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) est envoyé, avec à son bord, entre autres, l'expérience BATSE (Burst And Transient Source Experiment). Dès sa première année de fonctionnement, les directions de provenance des sursauts semble être uniformément distribuée sur la voûte céleste. Après huit années de prise de données, la distribution des 2704 sursauts observés par BATSE apparaît clairement isotrope (figure 3.1). Cette isotropie élimine la possibilité d'une origine galactique, car dans ce cas la répartition des sursauts aurait été proche de celle présentée sur la figure 3.2. Il reste alors deux interprétations possibles sur la provenance des sursauts ; soit les sources sont placées à des distances cosmologiques [65], soit elles sont situées au niveau du halo galactique [66].

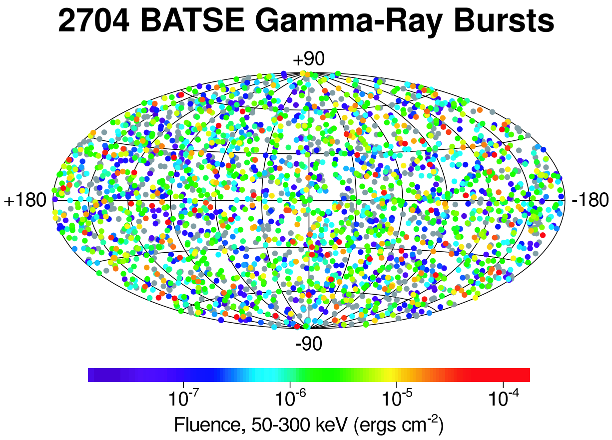


FIG. 3.1 – *Distribution des gamma ray bursts observés par BATSE*

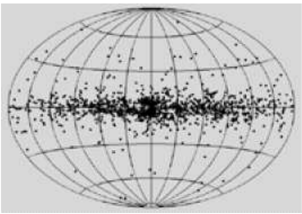


FIG. 3.2 – *Distribution des directions des GRB, dans l'hypothèse d'une origine galactique.*

C'est avec le satellite BeppoSAX (mis en orbite en 1996), que l'origine extra-galactique des sursauts est finalement admise. A la suite de l'émission prompte (le GRB), ce satellite détecte des rayonnements dans le domaine X et optique. Cette émission peut durer quelques minutes jusqu'à plusieurs semaines et voire plus. Ces contre-parties, appelées «afterglow», ou «dernières lueurs», ou encores «émission rémanentes», permettent de déterminer le *redshift* (décalage spectral). L'émission optique permet de déterminer quelle est la galaxie hôte, et c'est la mesure du *redshift* de la galaxie qui permet d'estimer la distance à la quelle la source du GRB est située. La première observation d'une

émission rémanente en X, est associée au GRB970228[2]. Quelques heures plus tard, dans ce même sursaut, une contrepartie optique est observée. Le décalage spectral est alors estimé à $z = 0{,}835$([3]) . Dans le cas de quelques sursauts, des émissions rémanentes dans le domaine radio ont également été découvertes.
L'année suivante, alors que tous les sursauts apparaissent à une distance cosmologique ($z \gtrsim 1$), le GRB980425 semble anormalement proche : $z = 0{,}0085$. Il semble, de plus, être associé à la supernova 1998bw, de type Ic. En 1999, une raie d'absorption du Fer dont les caractéristiques sont proches de celles observées dans les explosions des supernovae, est extraite de l'émission rémanente du sursaut GRB990705. En 2001, dans la couche de gaz entourant le sursaut GRB011211, des élements tels que le silicium, le soufre, l'argon sont mis en évidence. Ces élements sont typiquement associés aux supernovae. L'idée d'une association entre les GRB et les supernovae a été considérée dès 1968 [71], ainsi qu'en 1979, quand un sursaut très brillant est saisi en direction du Grand Nuage de Magellan. Ce sera la première observation d'une autre classe de sursaut appelée SGR : «Soft Gamma Repeater» [72].
Dernièrement, une première analyse des données de l'émission prompte du GRB021206, montre une forte polarisation des photons ($\Pi \sim 80\% \pm 20\%$) [73]. Mais une autre analyse [74] ne confirme pas ce résultat, qui reste controversé.

Près de quarante années se sont écoulées depuis la première détection d'un sursaut gamma, et de grandes avancées ont été réalisées, grâce aux différents satellites et télescopes au sol. En particulier la possibité de rediriger toujours plus rapidement ces détecteurs vers un point précis du ciel, permet de détecter les sursauts et leur émission rémanente dans toutes les longueurs d'ondes. Les rémanences ont permis de confirmer l'hypothèse de l'origine extra-galactique, et il semble aujourd'hui, que l'association des sursauts avec les supernovae soit établie. Reste la polarisation des photons, la dernière nouvelle en date, qui semble encore contestée, et qui impliquerait, par exemple, la présence d'un champ magnétique intense et ordonné ou la modification du mode de production des photons. Pour expliquer ces observations, de nombreux modèles ont été développés. Ils permettent de reproduire plus ou moins bien les observations, mais le mystère des Gamma Ray Bursts n'est pas résolu.

3.1.2 Propriétés observationnelles

a) L'émission prompte

Propriétés temporelles La caractéristique la plus apparente des profils temporels des GRB est la variété des formes et des durées. Plusieurs exemples de courbes de lumières sont présentées figure 3.3. Une classification de ces profils temporels est donc difficile à faire, mais de manière générale, les impulsions montrent une forme à croissance rapide et décroissance exponentielle plus lente[4]. Il n'y a apparemment pas de règle sur l'intensité de chaque impulsion ; les premières peuvent être plus lumineuses, ou moins lumineuses que suivantes [68], [70]. Certains sursauts montrent une variabilité sur des échelles de temps très courtes, de l'ordre de la milliseconde.
La durée des sursauts enregistrés par le détecteur BATSE établit clairement l'existence de deux catégories de GRB. La durée T90, définie comme le temps nécessaire pour accumuler

2. Le sursaut a eu lieu le 28 février 1997.
3. Un redshift de z = 0,835, correspond à une distance de 0,5 Gpc (pour un Univers plat).
4. Forme également appelée «FRED» : Fast Rise and Exponential Decay.

90% de l'énergie totale du burst (entre 5 et 95%), se distribue de manière bimodale. Cette distribution, présentée figure 3.4, montre deux pics à 0,3 et 20 secondes, qui correspondent respectivement à des sursauts courts (< 2 s), et à des sursauts longs (> 2 s). Le rapport du nombre de sursauts courts au nombre de sursauts longs est d'environ 1/3 [67]. (Ce rapport dépend du seuil de déclenchement de BATSE, c'est à dire que cela ne signifie pas forcément qu'il y ait, en réalité, moins de sursauts courts que de longs.)

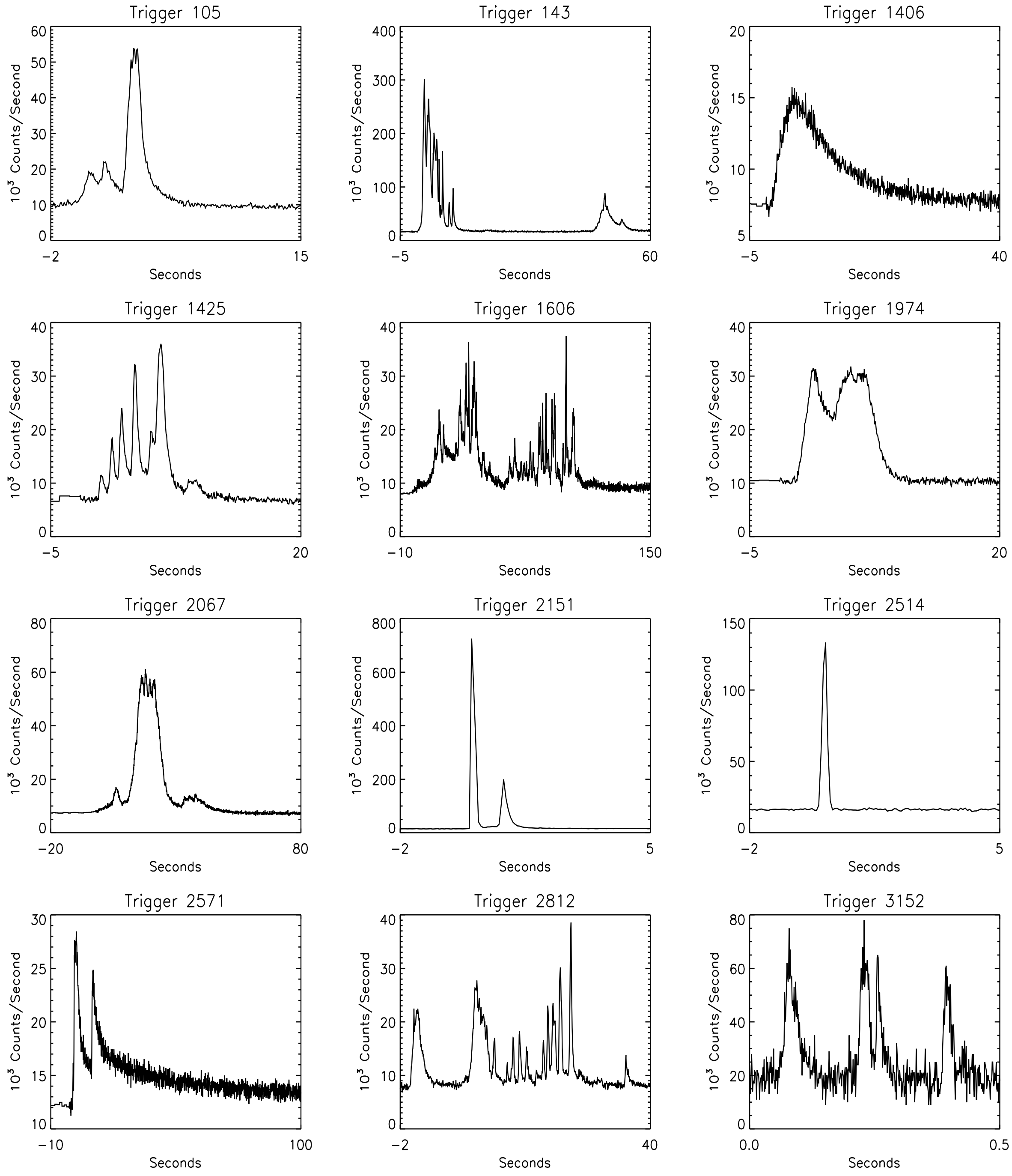


FIG. 3.3 – *Courbes de lumière (nombre de photons par unité de temps) représentatives de la diversité des profils temporels des sursauts gamma [69].*

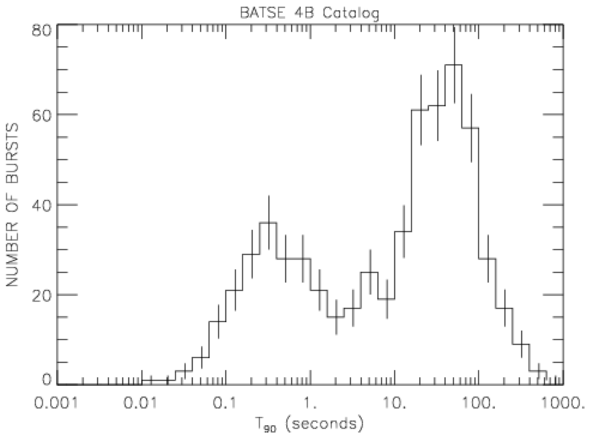


FIG. 3.4 – *Distribution des durées (T90) des sursauts enregistrés par le détecteur BATSE.*

Propriétés spectrales Bien que les sursauts émettent généralement des photons entre 50 keV et 1 MeV, avec un maximum autour de 200-400 keV, des photons de quelques keV jusqu'à 18 GeV ont été détectés. Le flux s'étale entre 0,1 et 100 photons/cm^2/s, et la fluence[5] en énergie varie entre 10^{-7} et 10^{-3} erg/cm^2.
De manière phénoménologique, le spectre d'un sursaut est généralement caractérisé par la fonction de Band [75] :

$$N(E) \quad \left(\frac{\text{photons}}{\text{keV cm}^2\,\text{s}}\right) \quad = \quad \begin{cases} A\,(\frac{E}{100\,\text{keV}})^{\alpha}\, e^{-\frac{E}{E_0}} & E \leq (\alpha-\beta)E_0 \\ B\,(\frac{E}{100\,\text{keV}})^{\beta} & E > (\alpha-\beta)E_0 \end{cases} \tag{3.1}$$

où les paramètres A, α, β et E_0 sont obtenus par ajustement sur les données, et B est choisi pour que la fonction soit continue :

$$B = A\,(\alpha-\beta)^{\alpha-\beta}\left(\frac{E_0}{100\,\text{keV}}\right)^{\alpha-\beta} e^{-(\alpha-\beta)} \tag{3.2}$$

L'énergie du pic, E_p, correspondant au maximum de la fonction $E^2N(E)$, est reliée à E_0 et α par $E_p = (\alpha+2)\,E_0$, si $\beta < -2$ [76]. Mais cette représentation n'est le reflet d'aucune théorie particulière concernant le mécanisme de production des rayonnements du sursaut. La figure 3.5 en montre un exemple sur le sursaut GRB990123.

Distribution dans l'espace La figure 3.1 montre que les sursauts sont répartis de façon isotrope sur la voûte céleste, de qui plaide en faveur d'une source extra-galactique, ou au plus proche, située dans le halo galactique. Dans l'hypothèse où les sursauts sont des «chandelles standards», des analyses ([80], [81]) ont montré que la distribution des GRB n'est pas homogène dans un espace Euclidien (dans le cas contraire, les sursauts les plus éloignés seraient les moins brillants).

b) L'émission rémanente

Depuis leur première détection, les *afterglows* sont très fréquemment observés à la suite de l'émission prompte, ceci grâce à la rapidité d'orientation des satellites en fonctionnement. Néanmoins, aucun des *afterglows* détectés n'est associé à un sursaut court.

5. Intégrale du flux d'énergie reçu sur la durée du sursaut.

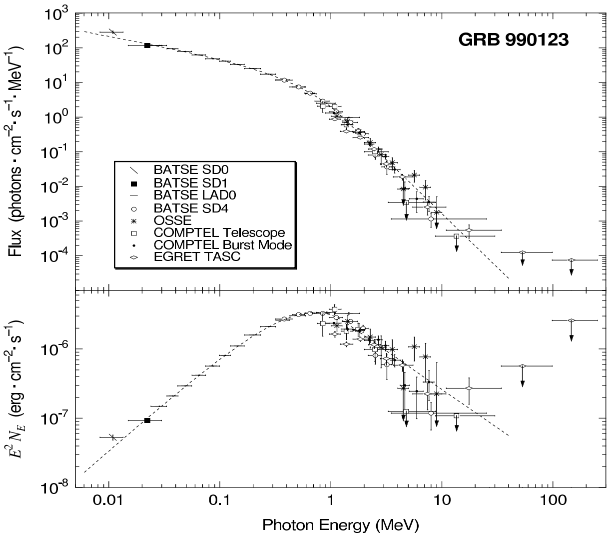


FIG. 3.5 – *Exemple d'ajustement des données d'un sursaut gamma, avec la fonction de Band. (extrait de [77])*

La question de savoir si ces sursauts n'ont effectivement pas d'émission rémanente, ou si elles sont plus difficiles à détecter reste ouverte.
Pour les sursaut longs, $\sim$ 80 à 90% d'entre eux ont une émission rémanente en X, $\sim$ 50% dans l'optique, et seulement $\sim$ 4% en radio [68].

X-ray afterglow L'émission rémanente en X est presque toujours observée. Le flux est caractérisé par une loi de puissance décroissante en fonction du temps ($F \propto t^{-\alpha}$, avec $\alpha \in [1{,}0\,;\,2{,}0]$). Dès la première détection (GRB970228), on a observé que la fluence de la rémanence en X représente près de 40% de la fluence en γ, ce qui implique que l'afterglow - X n'est pas la queue à basse énergie du spectre de l'émission prompte, mais provient d'une dissipation d'énergie d'origine différente [78].

Optical afterglow Pour $\sim$ 50% des sursauts dont la position est bien établie, la rémanence optique est observée. Une absence de détection peut être due à l'extinction le long de la ligne de visée, ou au niveau de la source elle-même, par les poussières présentes dans le milieu intergalactique et celles de la galaxie hôte. Le flux de la rémanence optique est également caractérisé par une loi de puissance décroissante, dont l'index est comparable à celui des rémanences en X.

Radio afterglow Une rémanence radio a été observée sur une vingtaine de GRB seulement. La première détection de ce phénomène est associée au sursaut GRB970508. Les fluctuations observées pendant environ un mois ont été interprétées comme un effet de scintillation du milieu interstellaire [79].

Les caractéristiques présentées ici, résument près de 35 années d'observation. Elles ont permis d'établir des modèles théoriques de sursauts gamma, de les affiner et d'en développer de nouveaux. Certains de ces modèles sont présentés dans la section suivante.

3.2 Les modèles de Gamma Ray Bursts

Les modèles théoriques doivent reproduire les propriétés observationnelles décrites précédemment. Leur intérêt est également de prédire les résultats attendus de futures observations possibles. Dans la plupart des modèles, la production d'un sursaut gamma se fait dans un jet ; ces éjections ultra-relativistes observées dans divers objets astrophysique. Les modèles doivent essayer d'expliquer, si possible, l'apparition de ces jets (les progéniteurs), et la production des rayons gamma dans ces jets. Il existe plusieurs modèles de progéniteurs ; il sont succinctement décrits dans la section 3.2.1. Les modèles de production de gammas sont abordés dans la section 3.2.2.

3.2.1 Les modèles de progéniteurs

L'énergie produite dans les sursauts gamma (dans l'hypothèse où elle est émise de façon isotrope) est comparable à l'énergie gravitationnelle libérée par l'accrétion d'environ une masse solaire de matière sur un objet compact de masse stellaire. De plus, en raison des échelles de temps de variation mises en jeu, on suppose que le moteur central produisant les sursauts est formé d'un trou noir de masse stellaire plutôt qu'un trou noir massif. Les modèles de progéniteurs capables de produire cette énergie se séparent selon deux catégories :

- l'effondrement du coeur d'une étoile massive
- la coalescence d'astres compacts dans des systèmes binaires

Dans la première catégorie, on peut distinguer ; le modèle du collapsar, de la supranova ou de l'hypernova (supernova super-massive). Ce sont les progéniteurs des sursauts de longue durée. Quel que soit le mécanisme invoqué, tous ces modèles prédisent la formation d'un trou noir entouré d'un disque (ou d'un tore) d'accrétion.

Collapsar Une étoile massive voit son coeur de fer s'effondrer pour créer un trou noir de Kerr (trou noir en rotation, voir annexe C) entouré d'un disque d'accrétion de $\sim 0{,}1 - 1 M_{\odot}$. Le taux d'accrétion est très élevé, et l'énergie peut être extraite de deux façons :

- à partir de l'accretion de la matière du disque (ou du tore)
- à partir de l'énergie rotationnelle du trou noir par l'effet Blandford - Znajek [88]

Cet événement se déroulerait dans un environnement dense, proche des régions de formation d'étoiles.

Supranova Il s'agit dans ce cas d'une étoile à neutron supermassive en rotation, produite à la suite d'une explosion en supernova qui, en ralentissant rapidement, implose en trou noir. Lors de l'implosion, la matière précédemment éjectée par la SN est balayée, et le milieu où a lieu le GRB est alors nettoyé de ses baryons. Un tore de $\sim 0{,}1 M_{\odot}$ est prédit et l'extraction de l'énergie résulte de la conversion du flux de Poynting[6] en un vent relativiste magnétisé [85].

Hypernova Une étoile massive $M \gtrsim 35 M_{\odot}$ en rotation rapide, s'effondre et forme un trou noir de $\sim 10 M_{\odot}$. Les couches externes initialement ejectées ne s'échappent pas

6. La diminution de l'énergie magnétique contenue dans le volume d'une surface fermée S, pour une durée donnée, est le flux sortant du vecteur de Poynting à travers cette surface.

à l'infini ; elles retombent sur le trou noir central pour former un disque d'accrétion. Les étoiles massives sont connues pour produire des vents qui leur font perdre de la matière à un taux de 10^{-6} à $10^{-4} M_{\odot}$ par année. Cette matière est toujours présente au moment de l'effondrement de l'étoile [82].

Coalescence La fusion de deux étoiles (une étoile à neutron ou une naine blanche ou encore un trou noir) forme rapidement un trou noir (de Kerr) entouré d'un disque d'accrétion à partir de matière résiduelle ($\sim 0{,}1 M_{\odot}$). Ces phénomènes ont probablement lieu dans des zones éloignées des régions de formation d'étoiles (ce qui semble contradictoire avec certaines observations [83]). Les énergies mises en jeu et les échelles de temps invoquées dans ce modèle pourraient rendre compte des sursauts gamma de courte durée [87], [86].

Ces modèles de progéniteurs prévoient, au final, une double éjection sous forme de jets de part et d'autre de l'objet compact central, et libèrent tous une quantité d'énergie similaire. Cette énergie libérée dans les jets est convertie pour produire le sursaut gamma lui-même.

3.2.2 La production de rayons gammas

Il existe aussi plusieurs modèles de production des rayonnements gamma. Trois d'entre eux sont présentés ici. Un des plus ancien, le modèle de la Boule de Feu, a particulièrememt évolué, et est parfois considéré comme «standard[7]». Un modèle que l'on pourrait qualifier d'intermédiaire entre le modèle de la Boule de Feu et le modèle du Boulet de Canon, le modèle du Coup de Fusil, est rapidement décrit ensuite. Le modèle du Boulet de Canon fait l'objet d'une description plus détaillée dans la section suivante.

a) Fireball Model

On suppose qu'une grande quantité d'énergie est libérée dans un petit volume, de l'ordre du rayon gravitationnel de l'objet central, opaque, d'où toute forme de radiation est incapable de s'échapper. Dans ce volume, l'énergie interne est assez grande pour que la matière qui y est contenue s'étende librement, à la manière d'une bombe. La surface de cette boule de feu, ou *Fireball* (ainsi appelée en raison de sa sphéricité supposée, en faisant l'abstraction de tout phénomène de collimation), accélère rapidement (linéairement avec le rayon) jusqu'à des vitesses relativistes. L'accélération continue jusqu'à ce que toute l'énergie interne soit convertie en énergie cinétique.

Chocs externes La surface de la boule de feu vient percuter la matière ambiante, et c'est ce choc qui serait à l'origine de la radiation observée, d'où le nom de modèle des chocs externes [89]. Le vent (désigne aussi la boule de feu) convertit et transfère son énergie cinétique en énergie interne dans un choc avant (*forward shock* dans le milieu interstellaire) et dans un choc arrière (*reverse shock* dans le vent) (illustration figure 3.6). L'observation résultante de ce processus a une durée de $\Delta\tau \sim 10$ à 100 s dans le référentiel terrestre, mais le modèle ne reproduit pas les variations dans les courbes de lumière. Il ne prédit qu'un seul et unique pic de largeur $\Delta\tau$. Une possibilité pour surmonter cette difficulté est de supposer que le milieu ambiant n'est pas homogène mais qu'il se présente

7. Sans avoir le sens du modèle *standard* de la physique des particules.

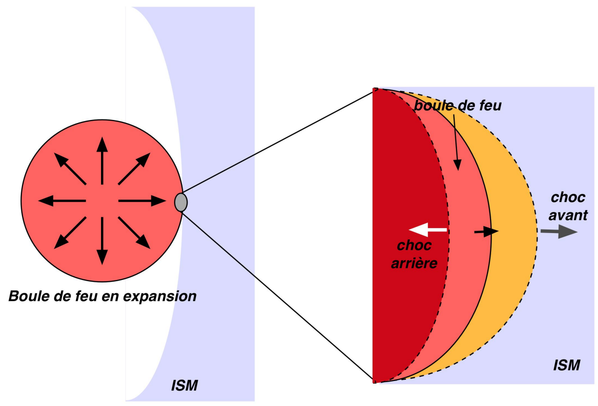


FIG. 3.6 – *Illustration de la propagation d'un choc avant et d'un choc arrière lorsque le vent, ou la boule de feu vient percuter la matière ambiante (ISM pour Interstellar Medium ici), dans le modèle des chocs externes.*

sous forme d'amas [90]. Mais la taille de ces amas devrait être très petite et la conversion d'énergie cinétique en énergie interne ne serait pas assez efficace [91]. De plus les amas très proche de la direction de l'observateur devraient produire des pics plus larges, ce qui aurait pour conséquence l'élargissement des impulsions avec le temps dans les courbes de lumières [92] (ce qui n'est pas observé, section 3.1.2 a)). La variabilité peut également être provoquée par des écarts important à la symétrie sphérique du vent, dans le contexte de modèle appelé Type I [91], où la durée du sursaut est dirigée par le temps de ralentissement du vent. Mais là encore, les profils temporels des sursauts ne sont pas reproduits.

Chocs internes Le problème de la variabilité a mené à postuler que la dissipation de l'énergie cinétique ne soit pas un phénomène externe, mais interne. Des couches de matière animées de facteur de Lorentz différents, à l'intérieur de la boule de feu, interagissent entre elles (d'où le terme de chocs internes). Les électrons seraient accélérés dans ces chocs et produiraient des rayonnements gamma par rayonnement synchrotron et par interaction Compton inverse. Chaque choc produirait un pic dans la courbe de lumière, et ainsi le modèle pourrait expliquer les variations. Mais l'efficacité de conversion de l'énergie en rayonnement gamma ne peut être, au mieux, que de quelques pour cents, ce qui requièrt une énergie (initiale) très (voire trop) élevée [93].

Chocs internes dans le modèle des *Firecones* Si, dans le cadre du modèle des chocs internes, on prend en considération une éventuelle collimation du vent, la «crise énergétique» est évitée. La boule de feu devient un cône[8], mais les partisans du modèle parlent toujours d'un *Fireball*[9].
Ce vent doit atteindre un facteur de Lorentz de l'ordre de 300 pour pouvoir produire les gammas de plus haute énergie. Il forme un choc relativiste dans le gaz environnant (choc externe) mais n'est pas affecté dans la première phase (durant l'émission prompte). Plus loin (après l'émission prompte) le vent accélère les électrons du milieu, qui, par émission synchrotron, produisent la rémanence. L'onde de choc ralentit avec l'accumulation du gaz et l'émission est décalée avec le temps, vers des fréquences plus faibles [94]. La figure 3.7 illustre ce modèle.
Le vent est supposé être un plasma d'électrons et de positrons. Avec un certain degré de pollution baryonique, ce modèle pourrait produire des neutrinos de hautes énergies. L'étude de la sensibilité du télescope ANTARES au flux de ces neutrinos a d'ailleurs fait l'objet d'une thèse [96].

8. Le cône peut même devenir une «trompette» [102].
9. Les références à ce modèle, dans la suite de cet ouvrage, seront également sous le nom de *Fireball*.

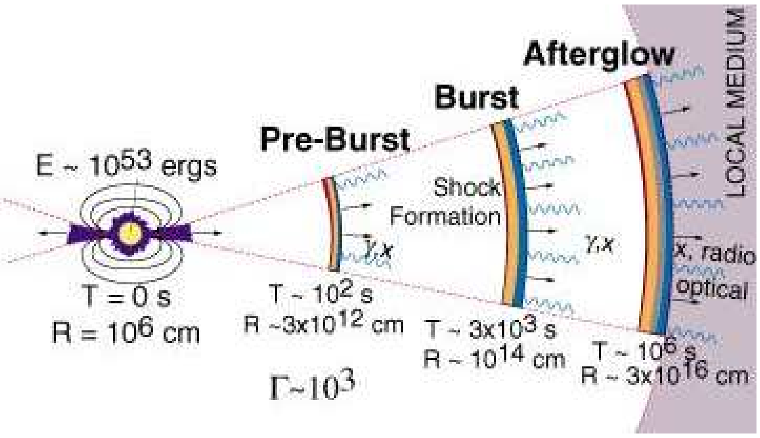


FIG. 3.7 – *Modèle de la boule de feu, dans le cas où le vent est collimé.*

b) Shotgun Model

Ce modèle propose une autre manière de créer les structures des sursauts par interaction avec un milieu externe. Dans ce cas, la durée du sursaut est contrôlée par la durée de vie du moteur central. Dans ce modèle de Type II, c'est le vent qui n'est pas homogène ; l'énergie est concentrée en plusieurs condensations (balles), réparties dans un jet collimé selon une faible ouverture angulaire ($\theta \sim 10°$). Ces balles ultra-relativistes ($\gamma \sim 1000$), s'étendent radialement et viennent frapper le milieu interstellaire (à l'identique d'une pluie de météorites) où leur énergie cinétique est libérée et produit l'émission gamma par radiation synchrotron. Chacune des balles produit une impulsion dans les courbes de lumière. Mais le modèle a besoin d'un milieu suffisamment dense (mais pas opaque), ce qui correspond au modèle de progéniteur des hypernovae.
A mesure que les balles s'étendent, elles finissent par devenir contiguës, se fondent en fluide en mouvement collectif, et forment une sorte de vent collimé. La rémanence est produite alors de la même manière que dans le modèle Fireball, [97]. L'illustration de l'ensemble du modèle est présentée figure 3.8.

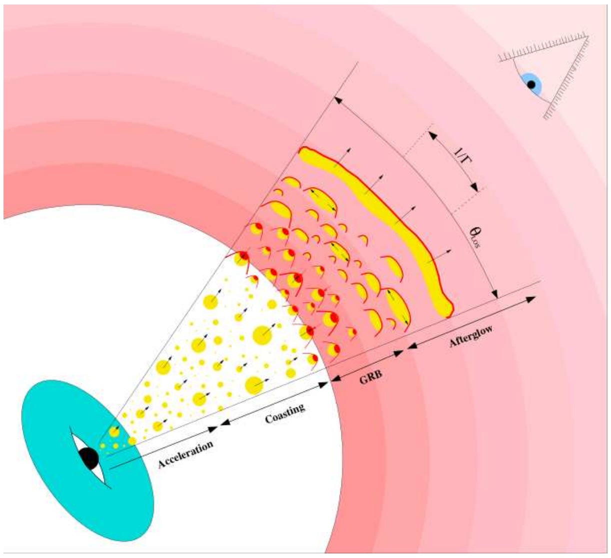


FIG. 3.8 – *Illustration du Shot Gun Model [97].*

3.3 Le Modèle du Boulet de Canon

Une partie de l'étude proposée dans cette thèse, est basée sur le modèle du Boulet de Canon (*Cannonball Model*). Le modèle du Boulet de Canon a été développé par A. Dar et A. De Rújula. Le point de départ du modèle (le progéniteur) est basé sur des observations ou/et des analogies avec les objets plus proches et plus facilement observables, tels que les microquasars.
Cette section décrit le modèle du Boulet de Canon tel qu'il est présenté dans les références [99], [98] et [100]. La figure 3.9 illustre le scénario du modèle des cannonballs.

Les Jets

Les jets sont observés très fréquemment en astrophysique, mais leur mécanisme n'est pas encore totalement compris. Les systèmes comme les quasars ou les microquasars, pendant des périodes de forte accretion, produisent des jets très collimés dont le facteur de Lorentz[10] peut être très grand. Par exemple pour il a été mesuré à $\gamma \sim 2.55$ pour GRS 1915+13 [110], et il pourrait atteindre $\gamma \sim 10^3$ pour PKS 0405-385 [111]. Ces jets ne sont pas des écoulements continus de matière, mais ressemblent à des éjections discrètes composées de globules (condensations) individuelles : les boulets de canon (cannonballs : CB). Ces jets de cannonballs traversent des distances qui peuvent être plusieurs fois la taille de notre galaxie, tout en restant très collimés. Ils ralentissent dans le milieu interstellaire (interstellar medium : ISM) et au final, ils s'arrêtent et s'étendent. La matière composant les cannonballs est supposée être de la matière baryonique (opposée à un jet composé d'un plasma d'électron positron), comme peuvent indiquer la présence de raies d'émission Ly_α[11] et K_α[12] observées dans le microquasar SS 433 [113].

L'association Supernova-Sursaut Gamma

Dans le cercle de résolution du GRB980425, un sursaut très proche (redshift z = 0.0085), la supernova SN1998bw a été observée. Une telle coïncidence spatiale et temporelle a mené les auteurs à penser à l'association entre supernovae et sursauts gamma [98]. Ils ont mis en évidence que la courbe de lumière des afterglows des sursauts dont le redshift est connu, montre une bosse, compatible avec une supernova de type SN1998bw dont la fluence est corrigée au redshift du sursaut [101]. Ils montrent également qu'il est très probable qu'il y ait un rapport 1/1 entre GRB et SN. Ainsi, l'observation d'un sursaut implique qu'une supernova devrait être visible mais celle-ci pourrait être masquée par la rémanence du GRB ou ne pas être assez lumineuse du fait de son éloignement. Réciproquement, l'observation d'une supernova implique qu'un sursaut devrait avoir eu lieu mais qu'il ne serait pas observé à cause de la forte collimation des jets qui le produisent. Pour avoir un nombre de sursaut et de supernova de type II, Ib et Ic (supernovae produites suite à l'effondrement de leur coeur, voir la classification des supernovae en Annexe A.5) compatible dans l'Univers, il faut que l'émission des gammas soit très collimée dans un angle solide qui soit une fraction 2×10^{-7} de 4π. Dans le modèle du cannonball, au moment de l'emission prompte, les cannonballs ont un facteur de Lorentz de $\gamma \sim 10^3$, ce qui permet d'atteindre ce facteur de collimation.

10. Facteur de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1-(v^2/c^2)}$.
11. Recombinaison e-p en H [114].
12. Ionisation de la couche K électronique, pour des élements de Fe ou de Si [115].

Le scénario du Sursaut Gamma dans le modèle CB

Le progéniteur On suppose que l'explosion en supernova d'une étoile en fin de vie ne donne pas simplement un objet compact central (une étoile à neutron ou un trou noir) et des éjecta. Vraisemblablement, une partie des éjecta retombe sur l'objet central et forme un disque d'accretion, en un temps supposé de l'ordre d'une journée. Durant cette journée, les éjecta de la supernova se sont éloignés à une distance R_{SN}. Ensuite, durant des périodes d'accretion intense, des jets se forment. Des observations sur des microquasars [112] montrent une corrélation entre l'éjection de matière dans le jet (dans le cas de ce modèle, l'éjection d'un cannonball) et la diminution soudaine de matière dans le disque. Ceci comme si le disque jouait le rôle de réservoir pour les jets. Dans ce cas, les jets pourraient durer jusqu'à l'épuisement du réservoir, puis cesser.

Le sursaut, les neutrinos Le cannonball traverse la distance jusqu'àu reste des éjecta de supernova (R_{SN}) avec un facteur de Lorentz γ_{in} pouvant atteindre 10^4. Dans son référentiel, il s'étend à une vitesse $\beta_{in}^{e}c$ de l'ordre de la vitesse du son dans un plasma relativiste : $\beta_{in}^{e} \leq \beta_{son} = 1/\sqrt{3}$. A mesure qu'il pénètre et absorbe le reste de supernova, le cannonball continue de s'étendre à une vitesse $\beta_{out}^{e} \leq 1/\sqrt{3}$, et ralentit. La collision violente entre le cannonball et les éjecta de supernova se fait sous forme d'interactions nucléon-nucléon produisant majoritairement des pions neutres et chargés. Une partie de l'énergie des pions chargés s'échappe en neutrinos. Les pions neutres se désintègrent en deux gammas qui produisent des gerbes électromagnétiques sur quelques longueurs d'interaction, à la surface du cannonball. Ces gerbes, converties en énergie thermique, chauffent le cannonball. L'énergie thermique de la surface produit une radiation qui est déplacée par le facteur de Doppler et collimée par le facteur de Lorentz $\gamma_{out} \sim 10^3$. Cette radiation peut être observée lorsque le cannonball atteint les couches externes du reste de supernova où il devient transparent à ces radiations. Celles produites avant que les éjecta ne soient transparents, ionisent la matière devant le cannonball ; à son passage, il absorbe cette matière ionisée. Pour reproduire le spectre des sursauts, la température de la surface du cannonball, à sa sortie du reste de supernova, doit être d'environ 10^6 K ($\sim$150 eV). Chaque cannonball produit un pulse individuel du sursaut, la courbe de lumière du sursaut étant une somme de ces pulses qui peuvent se superposer. Un sursaut est donc un ensemble de cannonballs.

La rémanence Ensuite, après être sorti du reste de supernova, le cannonball interagit avec le milieu interstellaire. Les radiations dues au bremsstrahlung, à l'effet synchrotron, et l'effet Compton inverse donnent lieu à l'émission rémanente qui s'observe sur plusieurs jours dans une large gamme de longueur d'onde. Les travaux de S. Dado, A. Dar et A. De Rújula [101] montrent que le modèle du Boulet de Canon décrit bien les propriétés des afterglows. Il permet d'expliquer également l'observation des raies d'émission, généralement interprétées comme des raies d'émission de fer, par des raies Ly_{α} produites par la recombinaison e-p en H, dont l'énergie (après boost de Lorentz et effet Doppler) coïncide avec les énergies des raies de Fe produites par une source au repos.

Les EGR Le modèle prédit l'émission de photons de plus haute énergie produite quelques dizièmes de secondes avant les photons du GRB (pour l'observateur). Ils proviennent de la désintégration des pions neutres, lorsque le cannonball a pénétré suffisamment dans le reste de supernova, où ce dernier n'est plus opaque aux rayonnements produits à ces énergies. Ces photons sont appelés «Energetic Gamma Rays» (EGR).

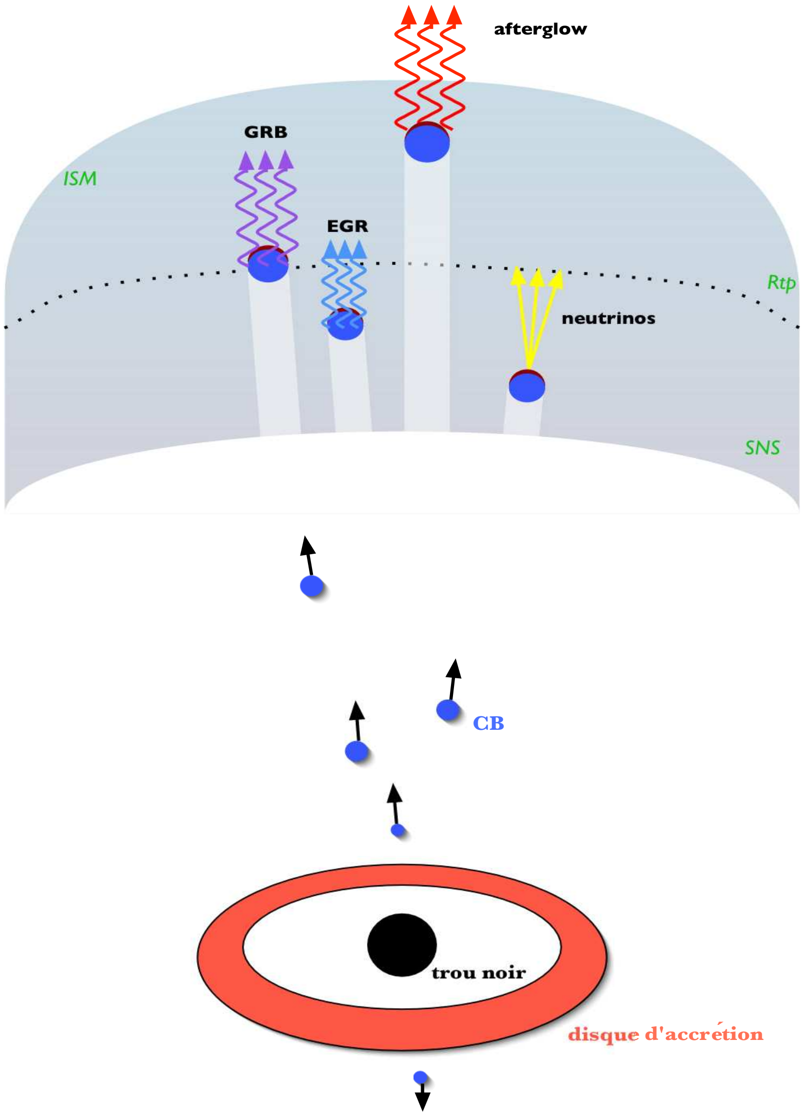


FIG. 3.9 – *Modèle du Boulet de Canon.*

3.3.1 Le cannonball et le reste de supernova

a) Le cannonball

L'énergie libérée dans l'explosion d'une supernova est la différence des énergies gravitationnelles entre l'étoile (E) et l'étoile à neutrons (EN) résultante [107] :

$$\begin{aligned} \Delta E &= \Big(-\frac{GM^2}{R}\Big)_E - \Big(-\frac{GM^2}{R}\Big)_{EN} \\ &= 5{,}2 \times 10^{53}\ \mathrm{erg}\,\Big(\frac{10\,\mathrm{km}}{R_{EN}}\Big)\,\Big(\frac{M_{EN}}{1{,}4\,M_\odot}\Big)^2 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Une partie importante de cette énergie pourrait être emportée par les cannonballs, et l'énergie du jet serait de l'ordre de 10^{53} erg[13]. On suppose qu'il y a environ 5 à 10 cannonballs par sursaut ; l'énergie d'un cannonball est donc supposée être de l'ordre de $E_{CB} \simeq 10^{52}$ erg. La valeur de référence du facteur de Lorentz initial du cannonball (avant

13. 1,6 erg = 1 TeV

qu'il n'ait atteint le début de la SN) est choisie à $\gamma_{in} \simeq 10000$. Le cannonball est supposé très petit par rapport aux objets habituellement rencontrés en astrophysique ; sa masse est supposée proche de la masse de la Terre :

$$M_{CB} \simeq 0{,}18\, M_{\oplus}\, 10000/\gamma_{in} \tag{3.4}$$

Le cannonball est formé de matière ordinaire (baryonique), le nombre de baryons dans un cannonball est :

$$N_{bar} \simeq E_{CB}/m_p\, c^2\, \gamma_{in} \tag{3.5}$$

Le cannonball s'étend durant son trajet jusqu'au début du reste de supernova. Lorsqu'il l'atteint, son rayon est :

$$\begin{aligned} R^0_{CB} &\simeq R_{SN}\, \frac{\beta^e_{in}}{\gamma_{in}} \qquad (3.6)\\ &\simeq 1{,}5 \times 10^9\,\mathrm{cm} \left(\frac{R_{SN}}{2{,}6 \times 10^{14}\,\mathrm{cm}}\right)\left(\frac{\beta^e_{in}}{1/10\sqrt{3}}\right)\left(\frac{10000}{\gamma_{in}}\right)\\ &\simeq \frac{1}{50}\, R_{\odot} \left(\frac{R_{SN}}{2{,}6 \times 10^{14}\,\mathrm{cm}}\right)\left(\frac{\beta^e_{in}}{1/10\sqrt{3}}\right)\left(\frac{10000}{\gamma_{in}}\right)\\ &\simeq 2{,}35\, R_{\oplus} \left(\frac{R_{SN}}{2{,}6 \times 10^{14}\,\mathrm{cm}}\right)\left(\frac{\beta^e_{in}}{1/10\sqrt{3}}\right)\left(\frac{10000}{\gamma_{in}}\right) \end{aligned}$$

Au-dela de R_{SN}, le cannonball s'étend avec le facteur d'expansion β^e_{out}, et son rayon en fonction de la distance x (dans le référentiel de la SN) parcourue depuis l'objet central devient :

$$R_{CB}(x) = R^0_{CB} + (x - R_{SN})\, \frac{\beta^e_{out}}{\gamma_{out}} \tag{3.7}$$

La densité du cannonball, dans son référentiel au repos, est :

$$\rho_{CB}(x) = \frac{M_{CB}}{\frac{4}{3}\pi\, (R_{CB}(x))^3} \tag{3.8}$$

b) Le reste de Supernova

Les auteurs estiment le temps de formation du disque d'accrétion à environ 1 journée. Les éjecta de supernova, dont la masse M_{SN} est supposée être de $\simeq 10 M_{\odot}$, s'échappent à une vitesse $v_{SN} \sim c/10$ [116]. Ils se sont alors éloignés de l'objet central d'une distance $R_{SN} \simeq 2.6 \times 10^{14}$ cm. Cette région, entre l'objet central et le début du reste de supernova (R_{SN}), est supposée vide de matière. La distribution de matière de la SN, en fonction de la distance depuis le centre, suit une loi de puissance x^{-n}, avec $n = 4$ à 8 [116]. Le profil de la densité de matière dans le reste de supernova suit la relation :

$$\rho_{SN}(x) = \rho(R_{SN})\, \theta(x - R_{SN}) \left(\frac{R_{SN}}{x}\right)^n \tag{3.9}$$

où $\theta(x - R_{SN})$ est la fonction de Heaviside. Le grammage, c'est à dire la quantité de matière restante devant le cannonball placé en x, par unité de surface[14] est :

$$X_{SN}(x) = X^0_{SN} \left(\frac{R_{SN}}{x}\right)^{n-1} \tag{3.10}$$

14. Le facteur $(n - 3)/(n - 1)$ dans l'équation 3.11 n'apparaît pas dans l'article [100].

avec :

$$X^0_{SN} = \frac{M_{SN}}{4\pi R^2_{SN}} \times \Big(\frac{n-3}{n-1}\Big) \tag{3.11}$$

La radiation émise par la surface du cannonball, à un temps donné, produit (approximativement) le spectre thermique d'un corps noir, dont le maximum, dans le référentiel de la SN, est de l'ordre de 1 MeV. Pour des photons de cette énergie, la longueur d'atténuation varie entre 5 g/cm^2 (dans l'hydrogène) et 20 g/cm^2 (dans le fer) [16]. A un facteur 2 près, la longueur de radiation des photons du GRB, dans le référentiel du reste de supernova, est :

$$X_{GRB} \simeq \frac{m_p}{\sigma_{KN}} \simeq 10\,\mathrm{g\,cm}^{-2} \tag{3.12}$$

Pour obtenir la distance où le reste de supernova devient transparent, il suffit de déterminer x tel que[15] $X_{SN}(x) = X_{GRB}$:

$$R^{trp}_{SN} = R_{SN}\Big(\frac{M_{SN}}{X_{GRB}\,4\pi R^2_{SN}}\;\;\frac{n-3}{n-1}\Big)^{\frac{1}{n-1}} \tag{3.13}$$

Le reste de supernova devient transparent à une distance, pour les valeurs de références des auteurs (tableau 3.1), de $R^{trp}_{SN} = 9{,}2\,R_{SN} = 2{,}4 \times 10^{15}$ cm, pour $n = 4$, et de $R^{trp}_{SN} = 2{,}9\,R_{SN} = 7{,}5 \times 10^{14}$ cm, pour $n = 8$([16]). La masse interceptée par le cannonball à mesure qu'il pénètre le reste de supernova est :

$$M_T = \pi R^2_{CB} X^0_{SN} \tag{3.14}$$

avec M_T la masse cible (*Target*), et X^0_{SN} de l'equation 3.11. La masse cible, telle qu'elle est calculée à l'equation 3.14, n'est valable que si l'expansion (β^e_{out}) du cannonball est nulle lorsqu'il traverse le reste de supernova. Le calcul de la masse absorbée par le cannonball, si celui-ci s'étend, est donné au chapitre suivant.

TAB. 3.1 – *Paramètres de référence du modèle des Cannonballs [98].*

E_{CB}	10^{52} erg
γ_{in}	10000
β^e_{in}	$1/10\sqrt{3}$
β^e_{out}	$1/\sqrt{3}$
M_{CB}	0,2 $M_\oplus \sim 10^{27}$ g
M_{SN}	$10 M_\odot$
R_{SN}	2.6×10^{14}cm
n	4 à 8

15. Le facteur $(n-3)/(n-1)$ n'apparaît pas dans l'article [100] et [98].
16. Sans le facteur $(n-3)/(n-1)$, les auteurs obtiennent $R^{trp}_{SN} = 13{,}3\,R_{SN}$ pour n=4, et $R^{trp}_{SN} = 3{,}0\,R_{SN}$ pour $n = 8$ [98].

3.3.2 L'émission gamma

a) Energie totale d'un pulse

Modèle volume Les nucléons du cannonball interagissent successivement dans le reste de supernova. Ces interactions nucléon-nucléon produisent majoritairement des pions neutres et chargés. Pour des nucléons de haute énergie, la plupart de l'énergie des pions chargés (jusqu'à 2/3 de l'énergie initiale du cannonball) est emportée par les neutrinos dans les désintégrations successives : $\pi^{+,-} \to \mu\,\nu_\mu$ et $\mu \to \nu_e\,\nu_\mu\,e$. Les électrons produits dans ces désintégrations, ainsi que les deux photons issus de la désintégration des π^0 déposent leur énergie (environ un tiers de l'énergie initiale du CB) dans le cannonball, près de sa surface. La matière ionisée du cannonball est suffisamment chaude et dense pour que l'énergie déposée soit convertie rapidement en énergie thermique. Le cannonball est supposé avoir une température uniforme et la densité d'énergie radiative interne du cannonball est plus importante que la densité d'énergie de ses constituents (si $\gamma_{in} > 4\,\gamma_{out}$). Durant son parcours dans la partie opaque du reste de supernova, le cannonball s'étend quasi-adiabatiquement, et son énergie radiative interne est réduite d'un facteur $R_{CB}(x = R_{SN})/R_{CB}(x = R_{SN}^{trp})$. Toute l'énergie radiative interne restante est utilisée pour produire le GRB. Approximativement une partie $1/e$ de cette énergie est émise. L'énergie totale d'un pulse, dans le référentiel du cannonball est :

$$\begin{aligned} E_{pulse}^{vol} &\approx \frac{E_{CB}}{3e\,\gamma_{out}}\,\frac{R_{SN}\,\beta_{in}}{\gamma_{in}}\,\frac{1}{R_{CB_0} + (R_{SN}^{trp} - R_{SN})\,\frac{\beta_{out}}{\gamma_{out}}} \\ &\approx \frac{E_{CB}}{3e\,\gamma_{out}}\,\frac{R_{SN}\,\beta_{in}}{\gamma_{in}}\,\frac{\gamma_{out}}{(R_{SN}^{trp} - R_{SN})\,\beta_{out}} \end{aligned} \tag{3.15}$$

qui vaut, pour les valeurs de référence du tableau 3.1, $E_{pulse}^{vol} \approx 1{,}5 \times 10^{45}$ erg ($n = 4$), et $E_{pulse}^{vol} \approx 6{,}5 \times 10^{45}$ erg ($n = 8$)([17]).

Modèle surface Une autre estimation est proposée par les auteurs, où seule l'énergie à la surface s'échappe du cannonball. Les nucléons du cannonball convertissent un tiers de leur énergie en gammas (provenant des π^0), dans une épaisseur égale à la longueur d'interaction d'un nucléon :

$$X_p \sim m_p/\sigma_{pp}^{tot} \sim 42\,\mathrm{g\,cm^{-2}} \tag{3.16}$$

Ces photons gammas initient des cascades électromagnétiques qui convertissent (au final) leur énergie en énergie interne dans le cannonball. Les interactions de ces photons, pour des énergies de 100 MeV à 100 GeV, sont dominées par la production de paires $e^+\,e^-$. La longueur de radiation pour des photons dans ce domaine d'énergie est :

$$X_{EGR} \approx 70\,\mathrm{g\,cm^{-2}} \tag{3.17}$$

Les photons thermiques piégés dans le cannonball ont une longueur de radiation :

$$X_T \approx \frac{m_p}{\sigma_T} \approx 2{,}6\,\mathrm{g\,cm^{-2}} \tag{3.18}$$

avec σ_T la section efficace de Thomson. Une fraction X_T/X_p des protons entrants interagissent, et une fraction X_T/X_{EGR} de l'énergie des photons de la désintégration des π^0

17. $E_{pulse}^{vol} \approx 6{,}1 \times 10^{45}$ erg ($n = 8$), et $E_{pulse}^{vol} \approx 1{,}0 \times 10^{45}$ erg ($n = 4$), sans les corrections dans l'équation 3.13.

est déposée à la surface du cannonball. Le nombre de nucléons du reste de supernova participant à la production du GRB, est estimée à $N_p^{GRB} \approx \pi R_{CB}^2 X_{GRB}/m_p$. Ainsi, au rayon de transparence du reste de supernova, le modèle surface produit un GRB avec une énergie totale, dans le référentiel du cannonball au repos, de :

$$E_{pulse}^{srf} \approx \frac{X_T^2}{X_{EGR} X_p} \frac{\gamma_{out}\, m_p c^2}{3} \frac{\pi R_{CB}^2 X_{GRB}}{m_p} \tag{3.19}$$

Pour $n = 8$ ($n = 4$), l'énergie libérée dans un pulse est $E_{pulse}^{srf} \sim 1{,}8 \times 10^{45}$ erg ($E_{pulse}^{srf} \sim 3{,}3 \times 10^{46}$ erg)([18]).

b) Energie isotrope équivalente

La fluence F_γ observée sur Terre est reliée à l'énergie isotrope équivalente, c'est à dire l'énergie émise par une source au repos, si elle émet de manière isotrope, par :

$$E^{iso} = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} F_\gamma \tag{3.20}$$

L'énergie $E^{iso} \approx 10^{50} - 10^{53}$ erg, pour la fluence d'un sursaut de $F_\gamma = 10^{-4} - 10^{-7}$ erg cm^{-2}, à une distance de luminosité $D_L(z)$ pour $z = 1$ (cf. Annexe A.2.1).
L'énergie libérée par un cannonball correspond à une fluence de :

$$F_\gamma \sim \frac{1+z}{4\pi D_L^2(z)} E_{pulse}\, \delta^3 \tag{3.21}$$

qui vaut $F_\gamma = 4 \times 10^{-5}$ erg cm^{-2} pour $E_{pulse} \approx 10^{44}$ erg, $z = 1$, $D_L(z) = 7$ Gpc [19] et avec $\theta = 1/\gamma_{out}$ qui mène au facteur de Doppler $\delta \sim \gamma_{out} = 10^3$ (cf. Annexe A.2.1). L'énergie isotrope équivalente de l'énergie d'un cannonball est :

$$E^{iso} \sim E_{pulse} \delta^3 \tag{3.22}$$

qui vaut $E^{iso} = 10^{53}$ erg.

c) Spectre du GRB

Le flux de photons émis par le cannonball est une fonction de l'énergie des photons et de la température du cannonball T_{CB}.
- Dans le cadre du modèle volume, la température dépend de la densité d'énergie radiative contenue dans le volume du cannonball. Quand le cannonball a atteint le rayon de transparence du reste de supernova, l'énergie radiative est égale (à un facteur e près) à E_{pulse}^{vol} de l'équation 3.15, et :

$$a \left(T_{CB}^{tp}(x = R_{SN}^{tp}) \right)^4 \sim \frac{E_{pulse}^{vol}}{\frac{4}{3}\pi (R_{CB}(x = R_{SN}^{tp}))^3} \tag{3.23}$$

avec $a = 4\,\sigma_{SB}/c \simeq 1{,}37 \times 10^{14}$ erg cm^{-3} keV^{-4}, et σ_{SB}, la constante de Stephan-Boltzman.
- Dans le cadre du modèle surface, on suppose que l'émission de la surface du cannonball est en équilibre avec la fraction d'énergie déposée de l'interaction du CB avec la SN.

18. $E_{pulse}^{srf} \sim 2{,}0 \times 10^{45}$ erg ($n = 8$), et $E_{pulse}^{srf} \sim 7{,}4 \times 10^{46}$ erg ($n = 4$), sans les corrections dans l'équation 3.13.
19. 1 pc = $3{,}086 \times 10^{18}$cm

Au rayon de transparence du reste de supernova, la température est évaluée par les auteurs [98] à approximativement :

$$a\left(T_{CB}^{tp}\right)^4 \approx \frac{X_T^2}{X_{EGR}\,X_p}\,\frac{\gamma_{out}\,m_p\,c^2}{3}\,\frac{\gamma_{out}}{R_{tp}}\,\frac{X_{GRB}}{m_p} \tag{3.24}$$

Pour l'observateur, le temps écoulé entre le moment où le cannonball entre dans le reste de supernova ($t = 0$) et celui où il atteint le rayon de transparence est :

$$t_{tp} \simeq \frac{1+z}{\gamma_{out}\,\delta}\,\frac{R_{SN}^{tp} - R_{SN}}{c} \tag{3.25}$$

Le rayon et la température du cannonball ainsi que la distance qu'il parcourt varient en fonction du temps approximativement selon [98] :

$$\begin{aligned}
R_{CB}(t) &\simeq R_{CB}^0 + R_{CB}(x = R_{SN}^{tp})\,\frac{t}{t_{tp}} && (3.26)\\
&\sim R_{CB}(x = R_{SN}^{tp})\,\frac{t}{t_{tp}} && (3.27)\\
T_{CB}(t) &\simeq T_{CB}^{tp}\,\frac{R_{CB}(x = R_{SN}^{tp})}{R_{CB}(t)} && (3.28)\\
&\sim T_{CB}^{tp}\,\frac{t_{tp}}{t} && (3.29)\\
x(t) &\simeq R_{SN} + \frac{\delta\,\gamma_{out}}{1+z}\,c\,t && (3.30)
\end{aligned}$$

Les photons sont supposés être émis isotropiquement dans le référentiel où le cannonball est au repos selon un spectre thermique :

$$\begin{aligned}
\frac{dn}{dE_\gamma^{CB}\,dt} &\approx F_\gamma\Big(E_\gamma^{CB}, T(t)\Big)\\
&\approx \frac{2\,\pi\,\sigma_{SB}}{\zeta(3)}\Big(R_{CB}(t)\Big)^2\,\frac{\left(E_\gamma^{CB}\right)^2}{e^{E_\gamma^{CB}/T(t)} - 1} && (3.31)
\end{aligned}$$

où E_γ^{CB} est l'énergie des photons dans le référentiel du cannonball au repos.
L'énergie du photon E_γ^{CB} dans le référentiel du cannonball devient $E = E_\gamma^{CB}\delta/(1+z)$ dans le référentiel de l'observateur, et l'equation 3.31 devient :

$$\frac{dN}{dEdt} \approx \frac{(1+z)\delta^2}{4\pi D_L^2(z)}\,F_\gamma\Big(E\frac{(1+z)}{\delta}, T(t)\Big) \times A_f\Big(E\frac{(1+z)}{\delta}, t\Big) \tag{3.32}$$

où le facteur $A_f(E,t)$:

$$A_f(E,t) = e^{-\frac{X_{SN}(x(t))}{X_{GRB}(E)}} \tag{3.33}$$

provient de l'atténuation du flux dans les éjecta de supernova restant devant le cannonball [98]. La figure 3.10 montre un ajustement sur le spectre des photons pour le GRB990123, de la fonction 3.32 intégrée sur le temps.

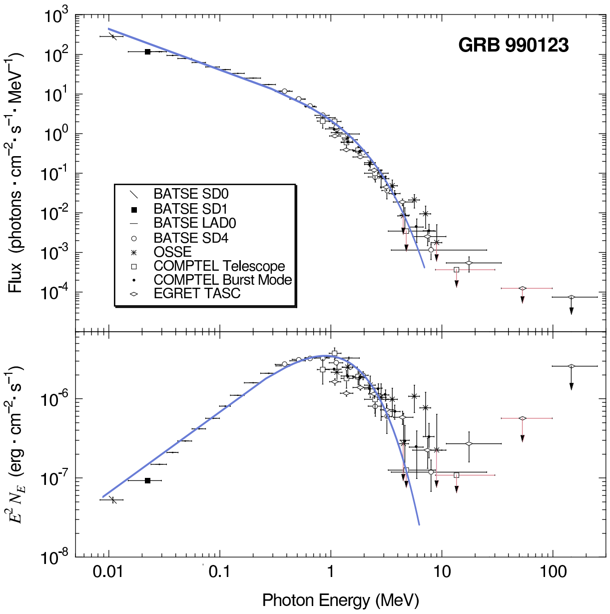


Fig. 3.10 – *Comparaison des données du GRB990123 avec le modèle des Cannonballs. En haut : $dN/dE\, dS\, dt$ et en bas : $E^2\, dN/dE\, dS\, dt$ (extrait de [98]). Les paramètres utiliés pour ce sursaut sont donnés en annexe A.4.*

d) Forme des impulsions

En intégrant l'equation 3.32 selon l'énergie (des canaux d'énergie du détecteur, dans ce cas BATSE), on obtient la courbe de lumière (le nombre de photons en fonction du temps) pour un cannonball, c'est à dire pour une impulsion. C'est avec le GRB980425 que la comparaison est faite - entre autres - car c'est un sursaut composé d'une impulsion unique. Elle est présentée figure 3.11.

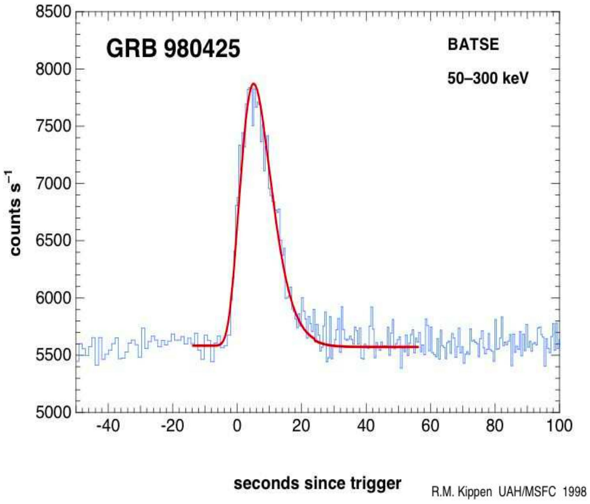


Fig. 3.11 – *Comparaison de la courbe de lumière du GRB980425 avec le modèle des Cannonballs (extrait de [98]).*

3.3.3 Production de neutrinos

L'estimation de la production de neutrinos proposée par les auteurs se fait dans l'hypothèse du «beam dump[20]». Ceci se justifie par le fait que dans le référentiel où le cannonball est au repos, la longueur d'interaction des nucléons dans le CB, λ_{CB}, est très inférieure au rayon du CB lui-même.

$$\lambda_{CB} \ll R_{CB}$$

Donc chaque nucléon des éjecta de supernova va interagir avec un nucléon du CB. De la même manière, dans le référentiel où la SN est au repos, la longueur d'interaction des nucléons, λ_{SN}, est inférieure à la taille de la SN.

$$\lambda_{SN} \ll R_{SN}^{tp} - R_{SN}$$

Le reste de supernova peut être considéré comme «épais» pour les nucléons du CB. De plus la longueur de désintégration des pions chargés produits est plus courte que λ_{SN}, ainsi la SN est «fine» pour la désintégration des $\pi^{\pm}$, c'est à dire que le sort des $\pi^{\pm}$ est de se désintégrer.
Donc toute l'énergie des nucléons est disponible pour produire des pions neutres ou chargés (dans le cas où $\gamma_{in} \gg \gamma_{out}$). Environ deux tiers des pions sont des pions chargés qui se désintègrent en neutrinos et muons, où les muons se désintègrent ensuite en électrons et neutrinos. De ce fait, une fraction $f_\nu \simeq 2/3$ de l'énergie du nucléon incident s'échappe sous forme de neutrinos de la décroissance du pion ($\pi \to \mu + \nu_\mu$) et de la décroissance du muon induit ($\mu \to e + \nu_e + \nu_\mu$). Le facteur de Lorentz de sortie du CB (γ_{out}) est donc :

$$\gamma_{out} \simeq \frac{E_{CB}/3}{\sqrt{2 M_T\, c^2\, E_{CB}/3 + M_{CB}^2 c^4}} \tag{3.34}$$

c'est à dire le rapport entre l'énergie totale disponible et la masse invariante du système de sortie (eq. 15 de [100]).

a) Description microscopique de l'interaction CB - SN

A. Dar et A. De Rújula donnent une description des collisions entre le cannonball et le reste de supernova [100]. Le CB comme la SN sont longs de plusieurs longueurs d'interaction. Le nombre de longueurs d'interaction dans le CB est :

$$N_{CB}^{int} \sim \frac{M_{CB}\, \mathcal{N}_A}{\pi R_{CB}^2}\, \sigma_{pp}^{tot} \tag{3.35}$$

et dans la SN :

$$N_{SN}^{int} \sim \frac{M_{SN}\, \mathcal{N}_A}{\pi R_{SN}^2} \sigma_{pp}^{tot} \tag{3.36}$$

Pour les valeurs de référence, le nombre de longueurs d'intéraction est de l'ordre de 10^6 dans le CB et de 10^2 dans la SN.
On considère une couche de nucléons d'une longueur d'interaction du côté CB et une couche d'une longueur d'interaction du côté SN, dans leur centre de masse. Ces deux couches sont contractées par le facteur de Lorentz respectivement par rapport à leur

20. La cible est supposée semi - infinie ; toutes les particules incidentes interagissent.

système au repos. Les nucléons interagissent une fois et perdent en moyenne une fraction $f \sim 0{,}7$ de leur énergie («la fraction d'énergie moyenne de la particule "leading" dans les collisions de noyaux à haute énergie» [100]). Les nucléons peuvent interagir plusieurs fois jusqu'à ce qu'ils soient au repos (dans le référentiel du centre de masse), pendant que de nouvelles couches d'une longueur d'interaction viennent interagir de la même manière. Une région très chaude et dense se forme, contenant les nucléons ayant interagi et la radiation des π^0. Cette région s'étend à une vitesse comparable à $\beta\, c \leq c/\sqrt{3}$. Lorsque toutes les couches de la SN ont interagi, les couches du CB n'ayant pas encore interagi vont frapper la zone dense et chaude. L'objet final, vu dans le référentiel de la SN, prendra un facteur de Lorentz γ_{out} donné par l'équation 3.34.

b) Production de pions dans les interactions nucléon-nucléon

De l'étude menée par Bailly et al. [108] sur la production inclusive de pions chargés dans des collisions de protons de 360 GeV sur cible d'hydrogène, la distribution des pions suit :

$$F_\pi(x) \approx 0{,}2\frac{\pi}{x}(1-x)^{3{,}6} \tag{3.37}$$

avec :

$$x = \frac{2E_\pi^{cdm}}{\sqrt{s}} \tag{3.38}$$

A partir des données sur les impulsions transverses de pions neutres produits dans les interactions pp du collisionneur ISR [109], la distribution des impulsions transverses des pions suit :

$$G_\pi(P_t) \approx \frac{1}{2\overline{P_t}^2} e^{-\frac{P_t}{\overline{P_t}}} \tag{3.39}$$

Les nucléons du cannonball doivent ralentir de γ_{in} à γ_{out} ; ils doivent subir i interactions telles que $\frac{\gamma_{out}}{\gamma_{in}} = f^i$.

c) Production de neutrinos

L'analyse [100] de la production de neutrinos est faite avec les variables $y_\nu = E_\nu/E_\pi$, $y_\mu = E_\mu/E_\pi$, et $y = E_\nu/E_p$. La contribution de la production de kaons est négligée. La distribution des neutrinos en fonction de y, pour $i = 3$ interactions, suit approximativement :

$$F_\nu(y) = \frac{A_\nu}{y} e^{-b_\nu y} \tag{3.40}$$

avec $A_\nu \sim 3$, et $b_\nu \sim 12$ obtenus par ajustement. L'impulsion transverse moyenne des neutrinos, $\overline{P_t^\nu}$ est environ égale à 190 MeV, en n'utilisant que les neutrinos produits dans la désintégration de muons, eux-même provenants de la désintégration de pions.
A partir des equations 3.39 (en supposant qu'elle soit valable pour les neutrinos) et 3.40,

la distribution des neutrinos suit :

$$\frac{d^2n}{dy\,dcos\theta} = \frac{A_\nu}{y} e^{-b_\nu y}\left(\frac{E_\nu}{P_t^\nu}\right)^2 e^{-\frac{P_t^\nu}{P_t^\nu}} \tag{3.41}$$

$$= A_\nu\, y \left(\frac{m_p\gamma_{in}}{P_t^\nu}\right)^2 e^{-(\frac{m_p\gamma_{in}\theta_v}{P_t^\nu}+b_\nu)\,y} \tag{3.42}$$

où $P_t^\nu/E_\nu = P_t^\nu/m_p\gamma_{in}\,y$ est équivalent à θ_v, l'angle de vue de l'observateur, c'est à dire l'angle entre l'axe du jet et la direction de l'observateur vers le GRB.
L'énergie d'un neutrino E_ν produit dans une source lointaine, de redshift z, sera observée avec l'énergie $E_\nu^{\oplus}$ sur Terre :

$$E_\nu^{\oplus} = \frac{E_\nu}{1+z} \tag{3.43}$$

et avec $x_\nu = E_\nu^{\oplus}/E_p$, le rapport de l'énergie du neutrino sur Terre, sur l'énergie du nucléon incident dans le référentiel de la supernova :

$$\frac{d^2n}{dx_\nu\,dcos\theta} = A_\nu\, x_\nu(1+z)^2\left(\frac{m_p\gamma_{in}}{P_t^\nu}\right)^2 e^{-x_\nu(1+z)(\frac{m_p\gamma_{in}\theta_v}{P_t^\nu}+b_\nu)} \tag{3.44}$$

Finalement, le nombre total de neutrinos par unité du surface, par x_ν , pour un angle de visée θ_v est :

$$\frac{d^2n}{dx_\nu\,dS} \approx \frac{A_\nu\,N_{bar}}{2\pi\,D_L^2(z)}(1+z)^4\left(\frac{m_p\gamma_{in}}{P_t^\nu}\right)^2 f_\nu(z,\gamma_{in},\theta_v,x_\nu) \tag{3.45}$$

$$f_\nu(z,\gamma_{in},\theta_v,x_\nu) = x_\nu\; e^{-x_\nu(1+z)(\frac{m_p\gamma_{in}\theta_v}{P_t^\nu}+b_\nu)} \tag{3.46}$$

avec N_{bar} le nombre de nucléons dans le cannonball, et $D_L(z)$ la distance de luminosité (cf. Annexe A.2.1).
La figure 3.12 montre la fonction 3.46, proportionnelle au flux de neutrinos estimé par les auteurs, pour les paramètres de référence du tableau 3.1.

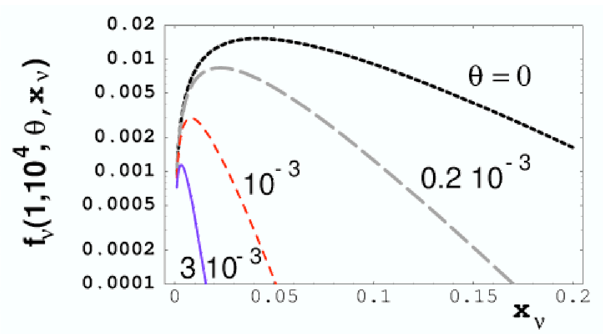


FIG. 3.12 – *Flux de neutrinos produit dans le modèle des cannonballs pour différents angles de vues (échelle verticale arbitraire) (estimation des auteurs [100]).*

3.3.4 Discussion sur la production de neutrinos

a) L'hypothèse du Beam Dump

Avec une approche simpliste, l'hypothèse du «Beam Dump» semblerait défier les lois de la physique parcequ'elle ne donne pas la même quantité d'énergie libérée sous forme de neutrinos, selon que l'on se place dans le référentiel du reste de supernova, ou dans le référentiel du cannonball au repos.
Dans l'hypothèse du Beam Dump, toute l'énergie des pions chargés, c'est à dire 2/3 de l'énergie des nucléons incidents, s'échappe du système sous forme de neutrinos. Dans le référentiel de la SN au repos, on suppose que le reste de supernova agit comme un «beam dump» sur les nucléons du CB, et l'énergie disponible pour produire des neutrinos est $\sim 2/3\,\gamma_{in}\,M_{CB}$. Dans le référentiel du CB au repos, on suppose que le cannonball agit comme un «beam dump» sur les nucléons des éjecta de supernova, et les neutrinos emportent une énergie $\sim 2/3\,\gamma_{in}\,M_T$. Le rapport M_{CB}/M_T peut être de plusieurs centaines donnant une production de neutrinos différente selon le référentiel dans lequel on se place.
L'hypothèse du beam dump représente les deux cas extrèmes que l'on peut atteindre du point de vue de la production de neutrinos. Dans le référentiel du cannonball on suppose que tous les nucléons du cannonball interagissent alors que le nombre de longueurs d'interaction dans le CB est nettement supérieur au nombre de longueurs d'interaction dans la SN (section 3.3.3a)). Dans le référentiel du cannonball, on suppose que les nucléons des couches d'interactions n'ayant pas encore interagi dans le cannonball (description présentée à la section 3.3.3a)), ralentissent sans produire de pions.

b) La première et la dernière collision CB-SN

Les auteurs supposent que les collisions de tous les nucléons se font approximativement avec la même énergie dans le centre de masse. Or, si l'on considère le premier nucléon du cannonball, il a une énergie $E_{CB} \simeq \gamma_{in} M_N$ et une impulsion $P_{CB} \simeq \eta_{in}\,M_N$. Il va interagir avec un nucléon au repos $E_{SN} = M_N$ ($P_{SN} = 0$) (dans le référentiel où le reste de supernova est au repos). L'énergie disponible pour cette interaction est :

$$\begin{aligned}
\sqrt{s} &= \sqrt{(E_{CB}+E_{SN})^2-(P_{CB})^2} && (3.47)\\
&= \sqrt{M_N^2\left((\gamma_{in}+1)^2-\eta_{in}^2\right)} && (3.48)\\
&= M_N\sqrt{\gamma_{in}^2+2\gamma_{in}+1-\left(\sqrt{\gamma_{in}^2-1}\right)^2} && (3.49)
\end{aligned}$$

donc[21] :

$$\sqrt{s} = M_N\,\sqrt{2(\gamma_{in}+1)} \qquad (3.50)$$

Le dernier nucléon du cannonball va interagir avec la region dense et chaude décrite au paragraphe 3.3.3a) dont le facteur de Lorentz est γ_{out}. L'énergie disponible est donc :

$$\begin{aligned}
\sqrt{s} &= \sqrt{(E_{CB}+E_{SN})^2-(P_{CB}+P_{SN})^2} && (3.51)\\
&= \sqrt{M_N^2\left((\gamma_{in}+\gamma_{out})^2-(\eta_{in}+\eta_{out})^2\right)} && (3.52)\\
&= M_N\sqrt{\gamma_{in}^2+\gamma_{out}^2+2\gamma_{in}\gamma_{out}-(\gamma_{in}^2-1)-(\gamma_{out}^2-1)-2\eta_{in}\eta_{out}} && (3.53)
\end{aligned}$$

21. Voir annexe : $\eta = \sqrt{\gamma^2-1}$

Donc :

$$\sqrt{s} = \sqrt{2}\, M_N \, \sqrt{\gamma_{in}\gamma_{out} - \eta_{in}\eta_{out} + 1} \tag{3.54}$$

Avec les valeurs de référence des paramètres, $\gamma_{in} = 10000$ et $\gamma_{out} = 1000$, la première collision a lieu avec une énergie dans le centre de masse de ~ 130 GeV, et la dernière avec une énergie de $\sim 3{,}2$ GeV.
La production de pions est différente entre ces deux valeurs extrêmes, donc la production de neutrinos sera modifée si l'on prend en compte le ralentissement progressif du cannonball dans le reste de supernova.

c) Le ralentissement par interactions élastiques

Dans le chapitre suivant, les interactions nucléons-nucléon aussi bien inélastiques qu'élastiques seront utilisées pour essayer de trouver une meilleure estimation de la production des pions, et donc des neutrinos. Ceci est effectué dans le respect de l'invariance sous les transformations de Lorentz.

d) La masse cible de reste de supernova

La quantité de matière-cible est calculée selon les auteurs avec l'equation 3.14. Or cette equation ne prend pas en compte l'expansion du cannonball, et de ce fait sous-estime la quantité de matière cible, qui représente le pouvoir ralentissant de l'éjecta de la supernova. Cela revient à placer toute la matière-cible sur une épaisseur infiniment petite, placée à la distance R_{SN} du centre du système. La matière des éjecta de supernova est comme distribuée selon une fonction delta : $\delta(x - R_{SN})$. Dans le chapitre suivant, l'expansion du cannonball est prise en compte.

Conclusion

Le modèle des Cannonballs présenté dans ce chapitre permet de reproduire les caractéristiques des sursauts gamma. Des neutrinos sont produits dans ce modèle, et devraient être détectables par les télescopes à neutrinos [100]. Mais quelques élements laissent à penser que cette évaluation de la production de neutrinos a été sur-estimée. En particulier, l'évolution progressive du cannonball alors qu'il ralentit dans le reste de supernova, et la quantité de masse d'éjecta absorbée n'ont pas été pris en compte. Le chapitre suivant présente les modifications apportées au modèle, permettant de répondre aux questions soulevées et d'affiner l'estimation de la production de neutrinos.

Evolution récente du modèle des Cannonballs Le modèle utilisé pour ce travail de thèse a entre-temps évolué. Dans le cas d'une forte polarisation des photons, comme pour le GRB021206 d'après [73], le mode de production des photons pourrait être modifié. Une production de photons gamma par effet synchrotron (dans le cadre du modèle Fireball) nécessiterait, pour que les photons soient polarisés, un champ magnétique intense, ordonné et sur de grandes distances.
Dans le cadre du modèle des Cannonballs, l'émission prompte se voit fortement modifiée [105]. L'environnement où le GRB est émis est moins dense et plus éloigné de l'objet

compact central. L'étoile massive qui va donner lieu à cet objet compact à la suite de l'explosion en supernova, a éjecté de la matière tout au long de sa vie. Cette matière éjectée forme un *vent* autour de l'étoile, et le flash UV de l'explosion en supernova ionise ce vent. La lumière ambiante distribuée isotropiquement dans le vent et non polarisée, est poussée aux énergies γ par interaction Compton Inverse (ICS) par les électrons présents dans le plasma des cannonballs. Ceci mènerait à l'émission d'un sursaut gamma fortement polarisé [105], [106].
La contribution ICS des électrons sur les photons des éjecta de supernova avait été évaluée comme sous-dominante dans [99] au profit des interactions nucléon-nucléon. Cette hiérarchie reste correcte avec le reste de supernova, mais pas avec le *vent* cité plus haut [105]. La production de neutrinos dans les interactions nucléon-nucléon entre le cannonball et le reste de supernova pourrait ne pas être particulièrement modifiée. La production de neutrino dans ce nouveau modèle, ou ce modèle lui-même, ne seront pas abordés plus largement dans ce document qui s'appuie sur le modèle décrit dans les références [98], [99], [100] et [101] et qui vient d'être présenté.

Chapitre 4

Nouvelle estimation de la production de neutrinos dans le modèle Cannonball

Les modifications apportées au modèle, présentées dans ce chapitre, portent sur la description de l'interaction entre le cannonball et les éjecta de supernova. Elles ont été réalisées avec l'étroite collaboration de J.R. Hubbard [104] et s'inspirent du modèle des chocs internes du modèle de la Fireball (voir paragraphe 3.2.2a)) où le jet est traité comme un écoulement continu de matière. Cet écoulement est constitué de couches qui n'ont pas forcément toutes la même vitesse et peuvent interagir pour provoquer les choc internes générant le sursaut (une description complète du modèle est dans [67]).
Les modèles de sursauts gamma utilisant les chocs internes s'opposent à ceux qui proposent des chocs externes, où les interactions ont lieu entre un jet et un milieu extérieur. Le modèle des Cannonballs est un modèle de chocs externes. Il apparaît cependant indispensable de tenir compte des chocs internes qui se développent à l'intérieur même du cannonball, à l'opposé de chocs internes entre deux cannonballs différents. Une autre différence notable est que, dans le modèle de la Fireball, la durée totale du sursaut est gouvernée par le ralentissement du jet, tandis que les impulsions issues des interactions entre couches dans le jet, ont pour origine le moteur central du sursaut. A l'inverse, la durée du sursaut dans le modèle des Cannonballs est contrôlée par le moteur interne alors que les impulsions résultent du ralentissement du jet (des cannonballs).

Le scénario du modèle original des cannonballs est repris dans son ensemble. La section 4.1 revient sur les caractéristiques du cannonball et du reste de supernova. Les chocs internes dans le cannonball générant la zone intermédiaire (déjà évoquée par les auteurs) sont introduits dans la section 4.2. Les outils de modélisation que j'ai créés, ainsi que l'utilisation des programmes *Geant* et *PYTHIA* dans le cadre de ce modèle, sont décrits dans le paragraphe 4.3. Les interactions nucléon-nucléon et la production de neutrinos sont paramétrées ; cette paramétrisation est décrite dans le paragraphe 4.4. Enfin, dans la section 4.5 sont présentés des calculs approximatifs qui permettent de comprendre la différence entre les résultats obtenus par les auteurs et ceux produits avec cette nouvelle description.

4.1 Le nouveau modèle des cannonballs

Le scénario original du modèle est repris dans son intégralité. Le scénario décrit au paragraphe 3.3 est le même et l'illustration de la figure 3.9 reste valable. Une description de l'évolution du cannonball dans le reste de supernova est proposée et les interactions nucléon-nucléon qui en résultent sont introduites.
Dans cette partie, les paramètres utilisés pour décrire le cannonball (4.1.1) et le reste de supernova (4.1.2) ainsi que les modifications apportées au calcul des caractéristiques des éjecta de supernova sont présentées.

Note: Pour toutes les variables qui dépendent du référentiel dans lequel on se place, le nom de l'objet que l'on considère est écrit en indice et le référentiel est indiqué en exposant (γ_{PCK}^{CB} est le facteur de Lorentz de la zone de choc, ou du *pancake*: PCK, dans le référentiel du cannonball). Si le référentiel n'est pas indiqué la variable est donnée dans le référentiel de la supernova au repos (E_{CB} ou γ_{PCK} sont l'énergie du cannonball et le facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel de la supernova), sauf pour les variables décrivant la taille de l'objet (L_{CB} ou ρ_{PCK} sont la longueur du cannonball dans son référentiel, ou la densité de la zone de choc dans son référentiel).

4.1.1 Le cannonball

La masse du cannonball est supposée proche de celle d'un petit objet stellaire:

$$M_{CB} = \mathbf{f_{M_{CB}}} \times 1{,}8\ M_{\oplus} \frac{1000}{\gamma_{\mathbf{in}}} \tag{4.1}$$

Entre l'objet compact central et le début des éjecta de supernova (R_{SN}), il s'étend le long de son trajet avec une vitesse radiale de $\beta^{\mathbf{e}}_{\mathbf{in}}\, c$. Lorsqu'il traverse le reste de supernova il s'étend avec une vitesse radiale $\beta^{\mathbf{e}}_{\mathbf{out}}\, c$. A la distance x de l'objet central, son rayon (R_{CB}), dans son référentiel propre est :

$$R_{CB}(x) = R_{SN} \frac{\beta^e_{in}}{\eta_{in}} + (x - R_{SN}) \frac{\beta_{out}}{\eta_{CB}(x)} \tag{4.2}$$

où R_{SN} est mesuré dans le référentiel de la supernova au repos, et $\eta_{CB}(x) = \gamma_{CB}(x)\, \beta_{CB}(x)$.
Le cannonball, qui, dans son référentiel, a une forme proche d'une sphère, est traité comme un cylindre de rayon R_{CB} et de longueur L_{CB}. Sa densité est donc :

$$\rho_{CB} = \frac{M_{CB}}{\pi\, R^2_{CB}\, L_{CB}} \tag{4.3}$$

La longueur du cannonball initiale est prise de sorte que le volume du cylindre soit égal au volume de la sphère de rayon R_{CB} :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3}\pi R^3_{CB} &= \pi R^2_{CB} L_{CB} \\ L_{CB} &= \frac{4}{3} R_{CB} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Lors de sa propagation, la longueur (mais pas le rayon) est contracté par le facteur de Lorentz du cannonball dans le référentiel de la zone choquée. Ainsi le rapport de la longueur du cannonball à son rayon évolue:

$$f_{L/R} = \frac{L_{CB}(x)}{\gamma^{PCK}_{CB}\, R_{CB}(x)} \tag{4.5}$$

où $R_{CB}(x)$ est donné par l'équation 4.2.

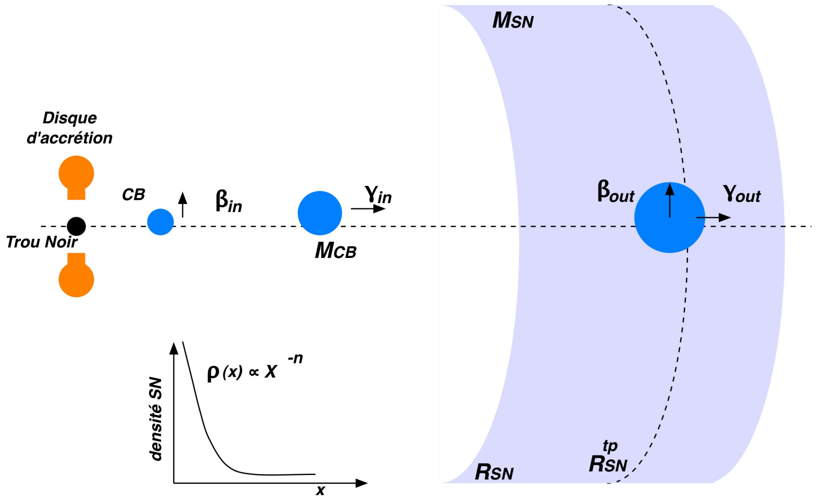


FIG. 4.1 – *Illustration des paramètres utilisés dans le modèle du Boulet de Canon.*

4.1.2 La supernova

La masse du reste de supernova est supposée être de :

$$M_{SN} = \mathbf{f_{M_{SN}}}\, 10\, M_{\odot}. \tag{4.6}$$

Sa densité décroît avec la distance à l'objet central selon une loi de puissance en $(x)^{-n}$ (comme à l'équation 3.9). La masse totale de la supernova est :

$$M_{SN} = \int_{R_{SN}}^{\infty} \rho_0 \left(\frac{R_{SN}}{x}\right)^n x^2\, sin\theta\, d\theta\, d\phi\, dx \tag{4.7}$$

$$= \frac{4\pi\, \rho_0}{n-3}\, R_{SN}^3 \tag{4.8}$$

$$\tag{4.9}$$

Donc la densité du reste de supernova ρ_0, à $x = R_{SN}$, est :

$$\rho_0 = (n-3)\, \frac{M_{SN}}{4\pi\, R_{SN}^3} \tag{4.10}$$

où la région entre l'objet central et R_{SN} est supposé vide de matière et $n > 3$. Le rayon interne des éjecta de supernova R_{SN} a été évalué à $2{,}6 \times 10^{14}$ cm par les auteurs [98] (voir paragraphe 3.3.1b)). Il est paramétré par :

$$R_{SN} = \mathbf{f_{R_{SN}}}\, 2{,}6 \times 10^{14} \quad \mathrm{cm} \tag{4.11}$$

La quantité de matière restante au-delà de la distance x s'exprime par :

$$M_{SN}(x) = \int_x^{\infty} 4\pi\, \rho_0 \left(\frac{R_{SN}}{r}\right)^n r^2\, dr \tag{4.12}$$

Le grammage $g(x)$, c'est à dire la densité (par unité de surface) de matière des éjecta de supernova restant à l'avant du cannonball, est défini par :

$$g(x) = \int_x^{\infty} \rho_0 \left(\frac{R_{SN}}{r}\right)^n dr \tag{4.13}$$

$$= \frac{\rho_0\, R_{SN}}{n-1} \left(\frac{R_{SN}}{x}\right)^{n-1} \tag{4.14}$$

A partir de l'équation 4.14 et avec la longueur d'atténuation X_{GRB} des photons dans le domaine du MeV, on calcule le rayon de transparence de la supernova, la distance à partir de laquelle le rayonnement gamma du cannonball peut s'échapper.

$$R_{tp} = R_{SN} \left(\frac{n-3}{n-1} \; \frac{M_{SN}}{4\pi \, R_{SN}^2 \, X_{GRB}} \right)^{\frac{1}{n-1}} \tag{4.15}$$

Les relations entre la masse de supernova, sa densité moyenne ρ_0 et son rayon de transparence, ne peuvent être calculées que si $n > 3$. Pour des n inférieurs, le rayon de transparence est extrapolé, comme le montre la figure 4.2. Avec la fonction $A0\, n^{A1}\, exp(A2\ n)$, on peut, à l'aide d'un ajustement, déterminer la valeur du rayon de transparence pour des $n \leq 3$. Les paramètres de cet ajustement dépendent du rapport $\frac{M_{SN}}{R_{SN}^2}$, c'est à dire du rapport des facteurs $\frac{f_{M_{SN}}}{(f_{R_{SN}})^2}$. La façon dont ils en dépendent provient d'un ajustement, ce qui est présenté sur la figure 4.3. Le rayon de transparence est ainsi évalué quels que soient les paramètres n, $f_{M_{SN}}$ et $f_{R_{SN}}$.

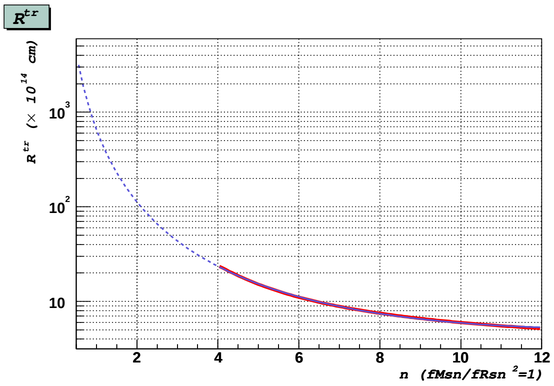


FIG. 4.2 – *Extrapolation (ligne pointillée) du rayon de transparence de la supernova en fonction de l'indice n, pour un rapport de* $f_{M_{SN}}/f_{R_{SN}}^2 = 1$.

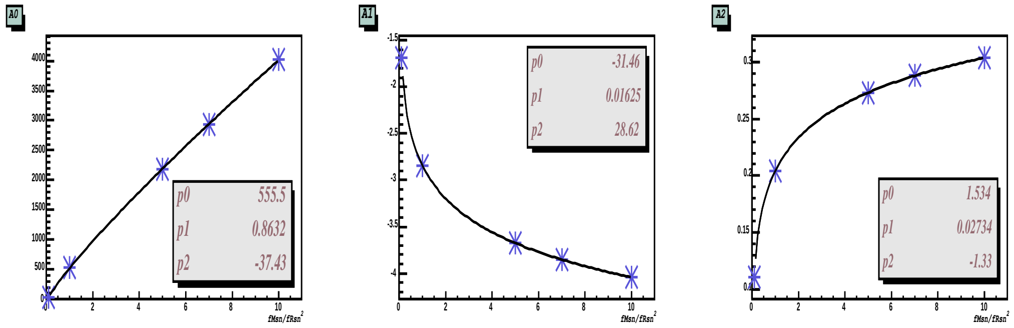


FIG. 4.3 – *Ajustement des 3 paramètres de la fonction* $A0\, n^{A1} exp(A2\ n)$, *pour les rapports de* $f_{M_{SN}} \,/\, f_{R_{SN}}^2$.

A partir du rayon de transparence, la densité moyenne ρ_0 et le grammage sont calculables pour $n \geq 2$. La densité moyenne est :

$$\rho_0 = \left(\frac{R_{tp}}{R_{SN}} \right)^{n-1} \frac{(n-1) X_{GRB}}{R_{SN}} \tag{4.16}$$

et le grammage est calculé avec l'équation 4.14.
Pour $n = 1$, le reste de supernova doit avoir un rayon externe l fini. Sa masse et son grammage sont donnés par :

$$\begin{aligned} M_{SN} &= 4\pi\,\rho_0\,R_{SN}^n \int_{R_{SN}}^{l} r^{2-n} dr & (4.17)\\ &= 4\pi\,\rho_0\,R_{SN}\,\frac{(l^2 - R_{SN}^2)}{2} & (4.18)\\ g(x) &= \rho_0\,R_{SN} \int_x^l \frac{1}{r} dr & (4.19)\\ &= \rho_0\,R_{SN}\,(ln(l) - ln(x)) & (4.20) \end{aligned}$$

La dernière relation doit être satisfaite pour $x = R_{tp}$ avec $g(x) = X_{GRB}$. On en déduit l avec les équations 4.18 et 4.20, ce qui mène à l'équation :

$$\frac{2\,M_{SN}}{4\pi\,\rho_0\,R_{SN}} + R_{SN}^2 = R_{tp}^2\,e^{2\,X_{GRB}/(\rho_0\,R_{SN})} \tag{4.21}$$

A l'aide d'un développement limité de l'exponentielle, on obtient une équation du second degré dont le discriminant est ~ 0. Ainsi, si $n = 1$, on a :

$$\begin{aligned} \rho_0 = -\frac{b}{2a}a &= \frac{R_{SN}^2}{R_{tp}^2} - 1\\ b &= \frac{M_{SN}}{2\pi\,R_{tp}^2\,R_{SN}} + \frac{2\,X_{GRB}}{R_{SN}} & (4.22) \end{aligned}$$

Et le grammage $g(x)$ devient :

$$g(x) = X_{GRB} + \rho_0\,R_{SN}\,\Big(ln(R_{tp}) - ln(x)\Big) \tag{4.23}$$

4.1.3 L'évolution du cannonball dans la supernova

Le cannonball entre dans le reste de supernova avec une énergie $E_{CB} = \gamma_{in} M_{CB}$, où γ_{in} est son facteur de Lorentz initial. Il ralentit ensuite et absorbe la masse de supernova qui se présente devant lui. Les nucléons du cannonball et ceux absorbés de la supernova, convertissent leur énergie cinétique en énergie thermique, lorsqu'ils approchent de l'équilibre (dans le cannonball ralentissant). Une partie de l'énergie perdue va dans la production de pions chargés et neutres, avec environ deux pions chargés pour un pion neutre produit. Approximativement la moitié de l'énergie des pions finit en énergie thermique piégée dans le cannonball, l'autre moitié s'échappant sous forme de neutrinos.
Si le cannonball absorbe une masse-cible M_T au repos dans le référentiel de la supernova, l'énergie du système, si aucun neutrino n'est produit, est :

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_{CB} + M_T)^2 - (P_{CB})^2} \tag{4.24}$$

où P_{CB} est l'impulsion longitudinale du cannonball. Le facteur de Lorentz du système final est :

$$\gamma_{out} = \frac{E_{CB} + M_T}{\sqrt{s}} \tag{4.25}$$

Si des neutrinos sont produits, ils emportent une énergie totale E_ν ainsi qu'une impulsion longitudinale totale P_ν, et le système final a une énergie :

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_{CB} + M_T - E_\nu)^2 - (P_{CB} - P_\nu)^2} \tag{4.26}$$

et un facteur de Lorentz :

$$\gamma_{out} = \frac{E_{CB} + M_T - E_\nu}{\sqrt{s}} \tag{4.27}$$

En utilisant l'approximation $E_\nu \approx P_\nu$ et $E_{CB} \approx P_{CB}$, je retrouve l'énergie finale du système (eq. 3.34) obtenue par les auteurs [100]. Elle s'écrit :

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2\, M_T\, E_{CB}/3 \,+\, M_{CB}^2} \tag{4.28}$$

Dans ce qui suit, nous nous affranchissons de l'hypothèse E_ν et P_ν. L'énergie finale du sytème est calculée avec l'équation 4.26.
De plus la zone intermédiaire déjà évoquée est prise en compte dans le calcul de la progression du cannonball dans l'éjecta de la supernova. La structure de cette zone est discutée dans la section suivante.

4.2 Une zone intermédiaire et plusieurs chocs

4.2.1 La zone de choc

Lorsque le cannonball pénètre le reste de supernova, les nucléons de la surface avant du cannonball interagissent avec ceux des ejecta de supernova. Ceux-ci sont accélérés et les nucléons du cannonball sont ralentis. Des pions neutres et chargés sont produits à cette interface avant, ou choc avant. Des gerbes électromagnétiques initiées par les rayonnements gamma provenant de la décroissance des pions neutres, s'étendent sur quelques 20 longueurs d'interaction (1000 g.cm^{-2}) à la surface du cannonball. Ceci conduit à créer une zone intermédiaire entre les nucléons du cannonball n'ayant pas encore interagi et le reste de supernova.
Ces autres nucléons du cannonball ralentissent en rencontrant les nucléons plus lents de cette zone intermédiaire, chauffée et dense, également appelée zone de choc[1], ou *pancake* (crèpe en anglais en référence à sa forme très fine par la contraction de Lorentz dans le référentiel de la supernova au repos). Un choc arrière se développe. Selon les facteurs de Lorentz des nucléons du cannonball et de la zone intermédiaire[2], des pions peuvent être produits (mais pas toujours) à cette interface (entre le cannonball et la zone intermédiaire). A l'interface avant, l'interaction des nucléons de cette zone choquée contribuent à accélérer les nucléons de la supernova [104]. Cette évolution est illustrée sur la figure 4.4, où le cannonball est représenté dans le référentiel de la supernova au repos. La contraction de Lorentz qui aplatit la sphère du cannonball plus de mille fois n'y est pas représentée. Le facteur de Lorentz des nucléons du cannonball est $\gamma_{in} = \gamma_{CB}$, et celui des nucléons de la zone intermédiaire est γ_{PCK} (PCK, pour pancake).

1. Le terme de «zone de choc» est relativement mal adapté étant donné qu'il ne s'agit pas de calculs d'ondes de chocs proprement dits.

2. La production des pions à l'interface avant est un effet de surface, alors que la production des pions à l'interface arrière est un effet de volume.

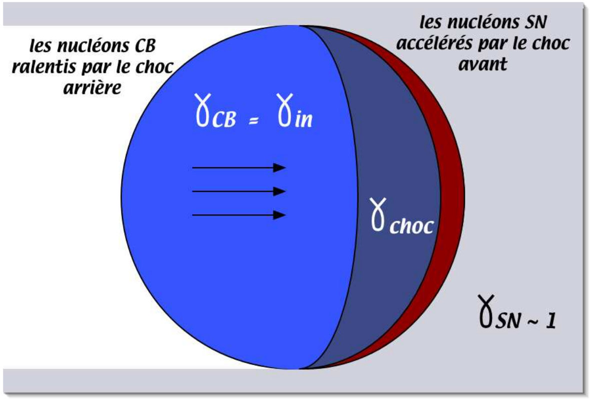


FIG. 4.4 – *Cannonball et zone de choc lorsque le cannonball entre dans l'éjecta de la supernova, représentés dans le référentiel de la supernova au repos. Les nucléons de la supernova sont accélérés par le choc avant, et les nucléons de la zone de choc sont ralentis par le choc arrière. La contraction de Lorentz du cannonball n'est par reportée sur la figure.*

Ce scénario reprend la description proposée par A. Dar et A. DeRùjula dans [100], où le pancake n'est autre que la zone choquée. Et c'est en se plaçant dans le référentiel au repos de cette zone que le modèle a été repris, et la production de neutrinos estimée.

4.2.2 Plusieurs zones de chocs

a) Sans production de neutrinos

La cinématique des chocs avant et arrière est déterminée par la conservation de l'impulsion. Si il n'y a pas de production de neutrinos, pour un cannonball ayant une densité constante ($\beta_{out} = 0$) et un éjecta également de densité constante ($n = 0$), le référentiel de la zone de choc est défini par l'équilibre d'impulsion :

$$\Delta P_{CB} = \Delta P_{SN} \tag{4.29}$$
$$\eta_{CB}\, \Delta M_{CB} = \eta_{SN}\, \Delta M_{SN} \tag{4.30}$$

où $\eta^2 = \gamma^2 - 1$ et ΔM est la masse de supernova ou de cannonball absorbée dans la zone choquée en un temps donné (Δt^{choc}), mesuré dans le référentiel de la zone choquée. La masse transférée dans cette zone est :

$$\Delta M = \pi\, R_{CB}^2\, \rho\, \Delta x \; = \pi\, R_{CB}^2\, \rho\, \eta\, c\, \Delta t^{choc} \tag{4.31}$$

où R_{CB} est le rayon du cannonball, et Δx est la distance parcourue par l'onde de choc pendant une durée Δt, dans le référentiel de l'éjecta ou dans le référentiel du cannonball, avec :

$$\Delta x = \beta\, c\, \Delta t = \eta\, c\, \Delta t^{choc} \tag{4.32}$$

et :

$$\Delta t = \gamma\, \Delta t^{choc}. \tag{4.33}$$

En combinant ces expressions on trouve, à partir de la relation 4.29 de conservation de l'impulsion, une relation entre les facteurs de Lorentz aux chocs avant et arrière, dans le référentiel de la zone choquée :

$$\eta_{CB}^2 \ \rho_{CB} = \eta_{SN}^2 \ \rho_{SN} \tag{4.34}$$

La figure 4.5 montre le cannonball et la supernova dans le référentiel de la zone de choc. Les nucléons de la supernova entrent dans le zone intermédiaire avec un facteur de Lorentz supérieur ou égal au facteur de Lorentz du sursaut gamma ($\gamma_{SN} \geq \gamma_{out} \sim 1000$). Les collisions nucléon-nucléon qui s'en suivent sont à une énergie bien au-dessus du seuil de production des pions.

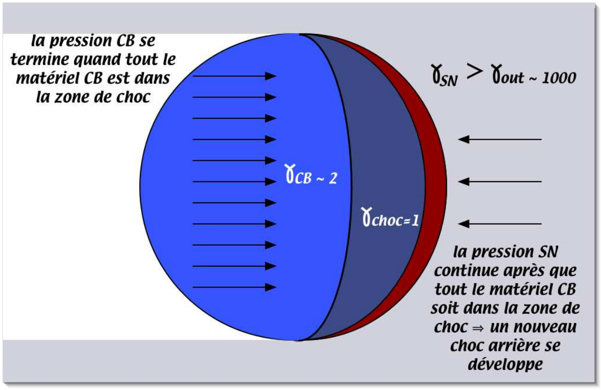


FIG. 4.5 – *Cannonball et zone de choc dans le référentiel de la zone de choc.*

Comme la densité des éjecta de supernova est plus faible de plusieurs ordres de grandeur que la densité du cannonball, le facteur de Lorentz au choc arrière est beaucoup plus petit qu'au choc avant. Il peut être en-dessous du seuil de production des pions, selon les paramètres du cannonball et de la supernova.
Typiquement, le choc arrière atteint l'extrémité du cannonball avant que celui-ci ne soit parvenu au rayon de transparence du reste de la supernova (R_{tp}). Lorsque le cannonball se trouve dans cette situation, les nucléons du cannonball ont été freinés, et il n'y a plus de nucléons disponibles pour contrebalancer la quantité d'impulsion entrante à l'avant. Ainsi, une nouvelle onde de choc se développe[3], commençant à l'avant du cannonball, comme illustré sur la figure 4.6. Suivant les paramètres étudiés, plusieurs ondes de chocs peuvent traverser le cannonball avant qu'il n'ait atteint le rayon de transparence du reste de supernova.

b) Avec production de neutrinos

Dans le cas où des neutrinos sont produits à l'interface supernova - zone choquée (à l'avant) et/ou à l'interface cannonball-zone choquée (à l'arrière), les équations 4.29 et 4.30 sont modifiées car l'impulsion transmise à la zone de choc est diminuée de l'impulsion emportée par les neutrinos. Ces équations deviennent :

$$\begin{aligned} P_{CB} - P_\nu^{CB} &= P_{SN} - P_\nu^{SN} && (4.35) \\ (1 - f_\nu^{CB})\, \eta_{CB} \Delta M_{CB} &= (1 - f_\nu^{SN})\, \eta_{SN} \Delta M_{SN} && (4.36) \end{aligned}$$

3. Le nouveau choc arrière ne peut se développer dans le cannonballavant que le «choc de retour» (choc se propageant de l'axtrémité arrière du cannpnball, vers l'avant : *return shock*) ne soit arrivé à l'avant du cannonball. Ce choc de retour n'a pas été pris en compte.

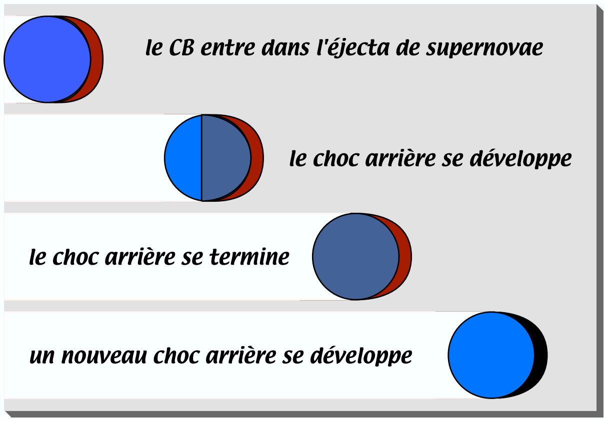


FIG. 4.6 – *Le choc arrière arrive à l'extrémité du cannonball avant que celui-ci n'ai émergé de la supernova ; un nouveau choc se développe à l'avant du cannonball.*

où f_ν est la fraction d'impulsion incidente des nucléons du cannonball ou de la supernova, emportée par les neutrinos :

$$f_\nu^{CB} = \frac{P_\nu^{CB}}{P_{CB}} \qquad \text{et} \qquad f_\nu^{SN} = \frac{P_\nu^{SN}}{P_{SN}}. \tag{4.37}$$

A l'interface avant, $f_\nu \sim 1/2$ car la zone de choc agit comme un «beam-dump» pour les nucléons très relativistes de la supernova (dans le référentiel de la zone de choc). De la même manière, l'équation 4.34 est modifée si des neutrinos sont produits :

$$(1 - f_\nu^{CB})\, \eta_{CB}^2\, \rho_{CB} = (1 - f_\nu^{SN})\, \eta_{SN}^2\, \rho_{SN} \tag{4.38}$$

Dans tous les cas, les facteurs de Lorentz du choc avant et du choc arrière sont ceux de la zone de choc dans les référentiels de repos de la supernova et du cannonball, respectivement. Le facteur de Lorentz de la zone choquée dans le référentiel de la supernova est γ_{choc}, et on a :

$$\gamma_{SN}^{PCK} \approx \gamma_{choc} \tag{4.39}$$

Le facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du cannonball γ_{choc}^{CB} est :

$$\gamma_{CB}^{PCK} = \gamma_{choc}^{CB} = \gamma_{choc}\,\gamma_{CB} - \eta_{choc}\,\eta_{CB} \tag{4.40}$$

Pour des éjecta de supernova dont la densité n'est pas constante en fonction de la distance depuis l'objet central, les facteurs de Lorentz des chocs avant et arrière évoluent pendant que le choc arrière traverse la cannonball.

4.3 Simulations

4.3.1 Les paramètres

Le modèle du Cannonball est caractérisé par un ensemble de paramètres initiaux. Il s'agit du facteur de Lorentz initial du cannonball $\gamma_{\mathbf{in}}$, d'un facteur sur sa masse **fMcb**, des facteurs d'expansion $\beta_{\mathbf{in}}^{\mathbf{e}}$ quand le cannonball est entre l'objet central et le début de la supernova, et $\beta^{\mathbf{e}}_{\mathbf{out}}$ quand le cannonball traverse les éjecta de supernova. Les propriétés du reste de supernova sont représentés à l'aide d'un facteur sur la distance R_{SN} ; **fRsn**, d'un facteur sur sa masse ; **fMsn**, et de l'indice n de la loi de puissance décrivant la distribution de sa densité de matière en fonction de la distance au centre. On a indiqué que plusieurs ondes de chocs peuvent traverser le cannonball avant qu'il n'atteigne le rayon de transparence du reste de supernova. Pour décrire l'évolution de ces ondes de choc le temps est séparé en **pas** successifs.

4.3.2 Evolution à chaque *pas*

Pendant chaque pas une partie de la supernova et une partie du cannonball entrent dans la zone de choc. Si l'onde de choc a parcouru une distance x_{CB} dans le cannonball, la durée du pas de temps suivant est définie de façon à ce que la distance restante soit parcourue en N^{rest}_{pas} *pas* :

$$dt^{PCK}_{CB} = \frac{L_{CB} - x_{CB}}{\eta^{CB}_{PCK}\ c\, N^{rest}_{pas}} \tag{4.41}$$

Pour le choc avant, si le cannonball a parcouru x_{SN} dans la supernova, alors la durée du prochain pas évaluée à partir du choc avant, est :

$$dt^{PCK}_{SN} = \frac{R^{tp} - x_{SN}}{\eta_{PCK}\ c\, N^{rest}_{pas}} \tag{4.42}$$

Les deux durées évaluées à partir du choc avant ou du choc arrière n'étant pas égales, c'est la durée la plus faible qui est retenue.
A partir de cette durée dt_{PCK} dans le référentiel de la zone de choc, la masse de cannonball absorbée est calculée. Elle vaut :

$$\Delta^{pas} M_{CB} = \pi\, R^2_{CB_{pas}}\ \rho_{CB}\, dx_{CB} \tag{4.43}$$

où $R_{CB_{pas}}$ est le rayon du cannonball à cet instant. L'augmentation du rayon du cannonball pendant ce temps est :

$$\Delta R_{CB_{pas}} = dt_{PCK}\ \gamma^{CB}_{PCK}\ c\, \beta^{e}_{out} \tag{4.44}$$

La distance dx_{CB} que parcourt le choc arrière dans le cannonball, est évaluée à partir de dt_{PCK} :

$$dx_{CB} = dt_{PCK}\ c\ \eta^{CB}_{PCK} \tag{4.45}$$

et ρ_{CB} est la densité du cannonball :

$$\rho_{CB} = \frac{M_{CB}}{2\pi R^2_{CB_{pas}} L_{CB_{pas}}}. \tag{4.46}$$

On considère qu'au passage de chaque nouvelle onde de choc (*oc*) la longueur du cannonball est diminuée par :

$$L_{CB_{oc}} = R_{CB_{oc}} \frac{L_{CB}}{\gamma^{CB}_{PCK} R_{CB}} \tag{4.47}$$

La quantité de matière de supernova absorbée est contenue dans un cône tronqué de hauteur dx_{SN} (dans le référentiel de la supernova), la distance parcourue par le choc avant durant dt_{PCK} (dans le référentiel de la zone de choc) et de largeur z, la largeur du cannonball. La largeur z dépend de l'expansion β_{exp} du cannonball (dans son référentiel). La densité du reste de supernova (réf. SN) varie selon la loi de puissance d'indice n, donc :

$$\begin{aligned} \Delta^{pas} M_{SN} &= 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \int_{0}^{z(x')} \left(\frac{R_{SN}}{x'}\right)^n z'\, dz'\, dx' && (4.48) \\ &= \pi\, \rho_0 \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{R_{SN}}{x'}\right)^n \Big(z(x')\Big)^2\, dx' && (4.49) \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 + dx_{SN} && (4.50) \\ dx_{SN} &= dt_{PCK}\; c\; \eta_{PCK} && (4.51) \\ z(x) &= R_{CB}(x = x_1) + \beta_{exp}\; (x - x_1) && (4.52) \end{aligned}$$

Le facteur d'expansion β_{exp} est évalué dans le référentiel de la zone choquée et vaut :

$$\beta_{exp} = \frac{dt_{PCK}\; \gamma_{PCK}^{CB}\; \beta_{out}^{e}\; c}{dx_{SN}} \tag{4.53}$$

On note R_{CB_1}, le rayon du cannonball en $x = x_1$. La masse de supernova absorbée pour ce *pas* est :

$$\begin{aligned} \Delta^{pas} M_{SN} &= \pi\, \rho_0\, R_{SN}^n \left(\frac{Z^2}{n-1} \left(\frac{1}{x_1^{(n-1)}} - \frac{1}{x_2^{(n-1)}} \right) \right. \\ &+ \frac{2\, Z\; \beta_{exp}}{n-2} \left(\frac{1}{x_1^{(n-2)}} - \frac{1}{x_2^{(n-2)}} \right) \\ &+ \left. \frac{\beta_{exp}^2}{n-3} \left(\frac{1}{x_1^{(n-3)}} - \frac{1}{x_2^{(n-3)}} \right) \right) && (4.54) \end{aligned}$$

où $Z = R_{CB_1} - x_1\, \beta_{exp}$.

4.3.3 Production du GRB

La production des rayonnements gamma est estimée selon deux modèles : le modèle de surface et le modèle de volume. En ce qui concerne le modèle de surface, on reprend la relation donnant la quantité d'énergie libérée par un cannonball estimée dans le cadre du modèle original (voir équation 3.19). Dans le cas du modèle de volume, l'énergie libérée dans le sursaut est également calculée à partir de l'énergie interne présente dans le cannonball, lorsqu'il émerge des éjecta de supernova[4]. L'énergie interne est calculée exactement, au fur et à mesure de l'avancée du cannonball. L'énergie d'un sursaut vaut, dans le référentiel du cannonball au repos :

$$E_{pulse}^{vol} = \frac{E_{int}}{e\; \gamma_{out}} \times \left(\frac{V_{CB_0}}{V_{CB_{out}}}\right)^{1/3} \tag{4.55}$$

où $V_{CB_{out}}$ est le volume du cannonball lorsqu'il émerge du reste de supernova.

4. Il est à noter que toute l'énergie interne contenue dans le cannonball ne devrait être libérée que lorsque le cannonball lui-même devient transparent.

4.3.4 Production des neutrinos

Chaque nucléon du cannonball interagit plusieurs fois avec les nucléons de la zone choquée et à chacune de ces interactions, l'impulsion du nucléon diminue d'un facteur f_{lead}. Il suffit de quelques interactions (≤ 10) avec les nucléons de la zone choquée pour que l'énergie dans le centre de masse passe sous le seuil de production des pions. A l'interface avant, les nucléons de la supernova interagissent avec environ 20 à 30 nucléons de la zone choquée avant d'y être absorbés.
L'énergie (E_ν^N) et l'impulsion longitudinale (P_ν^N) du neutrino sont calculées dans le référentiel de la supernova pour chaque collision nucléon-nucléon. On suppose que tous les nucléons du cannonball et que tous les nucléons de la supernova vont interagir de façon identique. Pendant un *pas* donné de temps, le nombre de nucléons de supernova ou de cannonball intégré à la zone choquée est $N_{nucl(SN)}$ ou $N_{nucl(CB)}$ respectivement. L'énergie emportée par les neutrinos est :

$$E_{\nu_{pas}} = E_\nu^{N_{CB}^{pas}} \times N_{nucl(CB)}^{pas} + E_\nu^{N_{SN}^{pas}} \times N_{nucl(SN)}^{pas}$$

et l'énergie de la zone choquée à l'issue de ce *pas* de temps devient :

$$\sqrt{s} = \sqrt{\left(E_{PCK_{pas-1}} + E_{CB_{pas}} + M_{T_{pas}} - E_{\nu_{pas}}\right)^2 - \left(P_{PCK_{pas-1}} + P_{CB_{pas}} - P_{\nu_{pas}}\right)^2}$$

ce qui permet de calculer son facteur de Lorentz :

$$\gamma_{out}^{pas} = \frac{E_{PCK_{pas-1}} + E_{CB_{pas}} + M_{T_{pas}} - E_{\nu_{pas}}}{\sqrt{s}} \tag{4.56}$$

où $E_{PCK_{pas-1}}$ et $P_{PCK_{pas-1}}$ sont l'énergie et l'impulsion de la zone choquée calculées au *pas* précédent, c'est à dire :

$$E_{PCK_{pas}} = \gamma_{out_{pas-1}} \sqrt{s_{pas-1}} \tag{4.57}$$

Au premier *pas*, on utilise une méthode itérative pour trouver le facteur de Lorentz initial de chaque (nouvelle) zone de choc, de telle sorte que ce facteur de Lorentz ne varie pas après que la zone de choc ait absorbé la première quantité calculée de nucléons de cannonball et de supernova. Par la suite le facteur de Lorentz est laissé libre de varier lorsque des nucléons supplémentaires sont absorbés.
La figure 4.7 montre l'évolution du facteur de Lorentz de la zone choquée d'un cannonball cylindrique, commençant avec le cannonball incident ($\gamma_{in} = 10000$, pour cet exemple) jusqu'à ce qu'il ait atteint le rayon de transparence des éjecta de supernova, avec $\gamma_{out} = 1000$. Dans cet exemple[5], quatre chocs arrières traversent successivement le cannonball avant que le rayonnement gamma produisant le GRB n'apparaisse. Typiquement, seul le premier choc arrière produit des pions, alors que les chocs avants en produisent toujours. La production de neutrinos dépend fortement de la cinématique de ce premier choc. Les pions chargés se désintègrent et donnent au final des neutrinos (muoniques) dont l'énergie est de l'ordre de 100 GeV ou plus. L'énergie totale emportée par les neutrinos peut être de l'ordre de 10% (ou plus) de l'énergie du cannonball incident.
Le nombre de neutrinos produits à l'interface avant est moindre car il est proportionnel au nombre de nucléons-cibles du reste de supernova. L'énergie de ces neutrinos est

5. Il s'agit de l'ensemble de paramètres $MOD.A$ utilisé dans le chapitre 5.

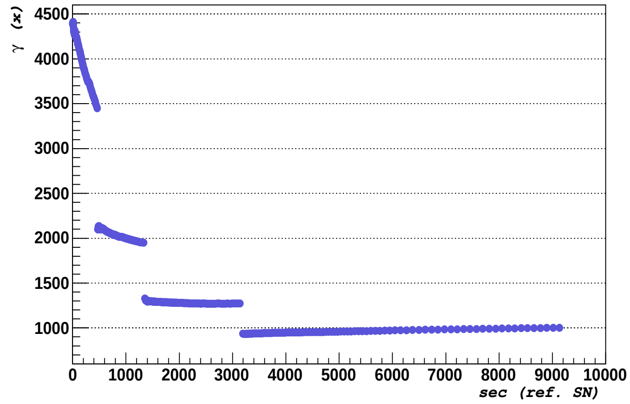


FIG. 4.7 – *Exemple d'évolution du facteur de Lorentz γ de la zone de choc d'un cannonball en fonction du temps dans le référentiel de l'éjecta de la supernova.*

également bien plus faible (~ 30 GeV). Typiquement, les neutrinos produits au choc avant emportent moins de 1% de l'énergie du cannonball.

Les neutrinos sont produits par les interactions nucléon-nucléon entre la zone de choc et le cannonball (ou la zone de choc précédente), et entre la (nouvelle) zone de choc et les éjecta de supernova. Une paramètrisation des sections efficaces d'interaction, de la multiplicité des pions et de la désintégration de ces derniers permet d'estimer la quantité de neutrinos produite. Cette paramétrisation est décrite au paragraphe 4.4. Pour une simulation plus détaillée, les programmes *Geant*4.5 [118] et *PYTHIA* [119] ont été utilisés.

Utilisation des programmes *Geant* et *PYTHIA*

A chaque interaction, on utilise le nucléon incident et le nucléon cible dans l'un des programmes *PYTHIA* ou *Geant*.

- Pour les interactions à plus de 5 GeV dans le centre de masse, c'est *PYTHIA* qui est utilisé. Les interactions sont simulées dans le référentiel de la supernova au repos car *PYTHIA* admet les quadrivecteurs énergie-impulsion des deux particules de l'interaction (particule incidente et particule-cible) comme paramètre d'entrée.

- Si l'énergie dans le centre de masse est inférieure, c'est à l'aide de *Geant* que la production de neutrinos est calculée. Dans ce cas, le code simule la propagation d'une particule incidente dans un environnement. On suppose que les particules cibles du milieu traversé doivent être au repos ; chacune des interactions sont transformées dans le référentiel de ce nucléon-cible au repos. Ainsi, à l'interface arrière, l'énergie et l'impulsion du nucléon incident dans le référentiel du nucléon-cible sont :

$$E_{inc}^{cible} = E_{inc} \times \gamma_{PCK} - P_{inc} \times \eta_{PCK} \tag{4.58}$$
$$P_{inc}^{cible} = P_{inc} \times \gamma_{PCK} - E_{inc} \times \eta_{PCK} \tag{4.59}$$

car tous les nucléons-cibles sont au repos dans le référentiel de la zone de choc.
En revanche, les interactions à l'interface avant ont lieu entre des nucléons incidents dont l'énergie est (pour un *pas* donné) toujours la même et des nucléons-cibles dont l'énergie augmente à chaque interaction, dans le référentiel de la supernova. L'énergie et l'impulsion des nucléons incidents dans le référentiel du nucléon-cible pour les interactions à l'interface

avant sont :

$$E_{inc}^{cible} = \frac{E_{cible} \times E_{inc} - P_{cible} \times P_{inc}}{M_N} \tag{4.60}$$

$$P_{inc}^{cible} = \frac{E_{cible} \times P_{inc} - P_{cible} \times E_{inc}}{M_N} \tag{4.61}$$

La figure 4.8 montre un exemple de distribution des neutrinos calculés par *Geant* et *PYTHIA* pour un ensemble particulier de paramètres initiaux[6].

L'utilisation de *Geant* et *Pythia* conduit à un temps de calcul plutôt long ; il faut environ 5 heures[7] pour simuler les interactions et la production des neutrinos pour un ensemble de paramètres décrivant un cannonball. Pour évaluer l'influence des paramètres sur la production de neutrinos, une paramétrisation a été utilisée ; elle est décrite ci-après.

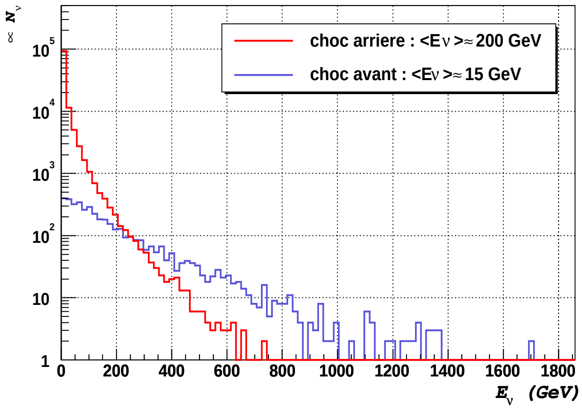


FIG. 4.8 – *Distribution des neutrinos muoniques en sortie de la simulation avec Geant et PYTHIA.*

4.4 Paramétrisation des interactions

4.4.1 Interactions nucléon-nucléon

a) Perte d'énergie du nucléon incident

On suppose que les noyaux présents dans le cannonball et dans le reste de supernova sont dissociés. Ainsi les particules incidentes et les particules cibles sont des protons ou des neutrons uniquement. Les protons perdent de leur énergie par ionisation avant d'interagir. Dans les interactions entre le cannonball et la zone choquée, le proton incident, c'est à dire le nucléon - cannonball, perd de l'énergie dans la zone choquée. Dans les interactions entre la zone choquée et les éjecta de supernova, c'est le proton de la supernova qui perd de l'énergie dans la zone intermédiaire. La longueur d'interaction $\mathcal{L}_{int}$ est :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{\mathcal{N}_A \sigma_{pp}^{tot} \rho_{PCK}} \tag{4.62}$$

6. Il s'agit du *run*3, dans le modèle surface dont les paramètres sont donnés dans le tableau 5.4 (voir les 2 chapitres suivants).

7. Avec un ordinateur bi-processeur de 1,8 GHz.

où la densité ρ_{PCK} est celle que l'on observe depuis le référentiel de la zone choquée. La perte d'énergie de la particule incidente est :

$$dE^{loss} = 2\,\mathcal{L}_{int}\;\rho \quad \text{MeV} \tag{4.63}$$

Aucun facteur de Lorentz n'apparaît car la contraction de Lorentz sur la longueur d'interaction est compensée dans l'augmentation de la densité du milieu sous cette contraction.

Les sections efficaces des interactions nucléon-nucléon ont été prises des références [16], [120] et utilisées sous forme de paramétrisations simples. Ces paramétrisations sont présentées dans les deux paragraphes suivants.

b) Sections efficaces inélastiques

Interactions pp

On adopte pour des interactions pp inélastiques à hautes énergies, la section efficace $\sigma^{pp}_{max} = 30$ mb, ce qui est valide (à 10%) pour les nucléons en-dessous de 1 TeV. La section efficace inélastique en-dessous du pic Δ, à $\sqrt{s} = M_\Delta + M_N = 2172$ MeV, est diminuée par une fonction Breit-Wigner :

$$BW = \frac{1}{1+\left(\frac{\Delta E_\Delta}{\Gamma_\Delta/2}\right)^2} \qquad \text{pour} \quad \Delta E_\Delta < 0 \tag{4.64}$$

$$BW = 1 \qquad \text{pour} \quad \Delta E_\Delta > 0 \tag{4.65}$$

avec la distance en-dessous du pic Δ :

$$\Delta E_\Delta = \sqrt{s} - M_\Delta - M_N \tag{4.66}$$

et la demi-largeur du pic Δ : $\Gamma_\Delta/2 = 60$ MeV.
Le facteur obtenu à partir de la fonction Breit-Wigner n'est présent que pour des énergies en-dessous du pic Δ car, au-dessus, la section efficace inélastique est pratiquement constante (à cause de la présence de nombreuses résonances). Ainsi, la section efficace inélastique des interactions pp, est paramétrée selon :

$$\sigma^{pp}_{inel} = 30\,\text{mb} \times BW \times (1 - e^{-\frac{\Delta E}{\Delta M}}) \tag{4.67}$$

où le facteur $\left(1-\exp(-\frac{\Delta E}{\Delta M})\right)$ est un facteur de seuil, introduit afin de reproduire la section efficace au-dessus du seuil de production des pions dans lequel les paramètres ΔE et ΔM, sont la distance au-dessus du seuil de production des pions :

$$\Delta E = \sqrt{s} - 2M_N - M_\pi \tag{4.68}$$

et la distance entre le seuil de production des pions et la résonance Δ :

$$\Delta M = M_\Delta - M_N - M_\pi = 154 \text{ MeV} \tag{4.69}$$

Interactions NN

La section efficace inélastique des interactions NN est paramétrée selon la relation [8] :

$$\sigma^{NN}_{inel} = \sigma^{pp}_{inel} \times (1 - 0{,}5\,e^{-\frac{\Delta P}{M_N}}) \tag{4.70}$$

8. On suppose que $c = 1$.

où $\Delta P = P - P_{seuil}$, avec $P_{seuil} = 792$ MeV/c.
La fraction de perte d'impulsion pour le nucléon principal est prise constante, de telle sorte que :

$$P_{out} = f_{lead} P_{in} \tag{4.71}$$

avec $< f_{lead} > \sim 0{,}5$, aussi bien à haute qu'à basse énergie. La valeur utilisée de f_{lead} est tirée au hasard dans une distribution produite à l'aide de *Geant* pour les interactions à basses énergies et de *PYTHIA* pour les interaction à hautes énergies.

c) Sections efficaces élastiques

Les sections efficaces des interactions nucléon-nucléon élastiques sont représentées sous la forme :

$$\sigma^{NN}_{elastic} = 7\,\text{mb} + 23\,\text{mb}\; e^{-\frac{P}{4\,\text{GeV}}} \tag{4.72}$$

où P est l'impulsion du nucléon incident dans le référentiel du laboratoire. La perte d'énergie dans les collisions élastiques dépend de l'impulsion incidente ; en moyenne, la fraction d'impulsion emportée par la particule principale, celle qui emporte la plus grande part de l'énergie de la collision, est :

$$< f_{elastic} >= 0{,}5 \times (1+ < cos\theta^* >). \tag{4.73}$$

Les données expérimentales ont été paramétrées selon :

$$f_{elastic} = 0{,}75 + 0{,}25 \times (1 - e^{-\frac{\Delta P}{M_N}}) \tag{4.74}$$

avec $\Delta P = P - P_{seuil}$, et $P_{seuil} = 792$ MeV/c, le seuil de production des pions dans les collisions nucléon-nucléon. Dans les collisions élastiques, à haute énergie, l'impulsion transférée est en moyenne très faible.
La section efficace élastique effective pour le transfert d'impulsion, est prise selon :

$$\sigma^{eff}_{elastic} = \frac{\sigma^{NN}_{elastic}}{n_{int}} \tag{4.75}$$

où n_{int} est le nombre de collisions élastiques nécessaire pour obtenir la même impulsion que celle obtenue par une seule collision inélastique :

$$f_{lead} = f^{n_{int}}_{elastic} \tag{4.76}$$

$$n_{int} = \frac{ln(f_{lead})}{ln(f_{elastic})} \tag{4.77}$$

4.4.2 Multiplicité des pions chargés

La multiplicité des pions chargés est obtenue à partir d'un ajustement des interaction *pp* inélastiques de [121]. Elle suit une fonction de la forme :

$$< n^{pp}_{ch} >_{inel}= A + B\,ln(s) + C\,ln^2(s) \tag{4.78}$$

avec les paramètres : $A = 0{,}8$, $B = 0{,}47$ et $C = 0{,}114$. Pour obtenir la multiplicité des pions chargés, on utilise :

$$< n^{pp}_{\pi^\pm} >_{inel}=< n^{pp}_{ch} >_{inel} -1 \tag{4.79}$$

et pour la mutliplicité des pions dans toutes les interactions NN (effectives), on prend :

$$< n^{NN}_{\pi^\pm} >_{tot}= \frac{< n^{pp}_{\pi^\pm} >_{inel}}{1 + \frac{\sigma^{eff}_{elastic}}{\sigma^{NN}_{inel}}} \tag{4.80}$$

a) Energie des pions chargés

L'énergie disponible pour produire des pions chargés est la différence entre l'énergie des nucléons incidents et celle des nucléons principaux. La quantité d'énergie convertie en pions est limitée par la statistique de Poisson si la multiplicité des pions est petite. On estime l'impulsion du nucléon dans le centre de masse, à l'état final, comme :

$$P_{cm}^{out} = f_{lead}\, P_{cm}^{in} \tag{4.81}$$

L'énergie des nucléons principaux produits en avant et en arrière est ramenée dans le référentiel de la supernova, en supposant qu'ils n'ont pas d'impulsion transverse ($cos\theta^* = 1$). L'énergie disponible pour la production des pions est la différence entre l'énergie des nucléons incidents et l'énergie des nucléons sortants :

$$E_\pi^{max} = E_{fwd}^{in} + E_{bwd}^{in} - E_{fwd}^{out} - E_{bwd}^{out} \tag{4.82}$$

Il suffit ensuite, de multiplier cette énergie disponible par la probabilité qu'au moins un pion (chargé ou neutre) soit produit, ce qui donne :

$$E_\pi = E_\pi^{max}\,(1 - e^{-1,5<\sigma_{\pi^\pm}^{NN}>_{tot}}) \tag{4.83}$$

Finalement, l'énergie des neutrinos produits vaut :

$$E_\nu = (1 - e^{-\frac{2N_\pi}{3}}) \times \frac{E_\pi}{2} \tag{4.84}$$

où en moyenne, la quantité d'énergie dégagée sous forme de neutrinos est [9] $E_\nu \approx 0{,}5\, E_\pi$. Le facteur $\exp(-2N_\pi/3)$ est la probabilité qu'il n'y ait aucun pion chargé lorsque N_π pions sont produits.

Résumé

Le modèle décrit reprend l'idée générale du modèle des cannonballs de A. Dar et A. DeRújula. Les modifications apportées portent principalement sur l'évolution progressive du cannonball dans le reste de supernova et sur la production de neutrinos. L'évolution influe sur la production des neutrinos car l'énergie dans le centre de masse des interactions nucléon-nucléon diminue avec le ralentissement du cannonball. La production de neutrinos est évaluée d'une part, au moyen des programmes *Geant* et *PYTHIA* et d'autre part, à l'aide d'une paramétrisation des interactions. Cette paramétrisation permet d'évaluer la production de neutrinos pour un grand nombre d'ensemble de paramètres et ainsi d'étudier commodément leur influence.

Plus loin dans ce document (section 5.1), nous verrons que, dans l'ensemble, la production de neutrinos est revue à la baisse par rapport à l'estimation antérieure (section 3.3.3). Une explication basée sur certaines approximations, est apportée dans la section suivante. Ces approximations ne sont pas utilisées dans les simulations, où les relations exactes sont utilisées.

9. Fraction moyenne d'énergie emportée par les produits de la désintégration des pions :
$\pi^\pm \rightarrow \mu\ (3/4) + \nu_\mu\ (1/4)$
$\mu \rightarrow \nu_\mu (1/3) + \nu_e\ (1/3) + \mathrm{e}\ (1/3)$

4.5 Cinématique du cannonball

Cette section présente quelques calculs approchés qui permettent de comprendre la différence entre les résultats des auteurs et ceux obtenus avec le modèle développé ici. Une première approche est proposée dans le paragraphe 4.5.1 ; la production de neutrinos est négligée mais l'influence de la masse-cible des éjecta de supernova apparaît clairement. En incluant les pertes d'énergie par production de neutrinos (4.5.2), une approximation de l'énergie du système est obtenue. Puis les différents termes de cette approximation sont évalués à partir des interactions nucléon-nucléon au choc avant (4.5.3a)) et au choc arrière (4.5.3b)).

4.5.1 Sans perte d'énergie par production de neutrinos

Le cannonball entre dans le reste de supernova avec l'énergie $E_{CB} = \gamma_{in} M_{CB}$, γ_{in} étant le facteur de Lorentz initial du cannonball dans le référentiel de la supernova au repos. Il ralentit à mesure qu'il pénètre et absorbe le reste de supernova. Si le cannonball absorbe une masse de supernova M_T initialement au repos dans le référentiel de la supernova ($\gamma_T = 1$), l'énergie du système combiné devient :

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= \sqrt{(E_{CB} + M_T)^2 - P_{CB}^2} \\ &= \sqrt{M_{CB}^2 + M_T^2 + 2E_{CB}M_T} \qquad (4.85)\end{aligned}$$

Le facteur de Lorentz de ce système dans le référentiel de la supernova est :

$$\gamma_{out} = \frac{E_{CB} + M_T}{\sqrt{s}} \qquad (4.86)$$

Si la masse cible M_T est bien plus petite que la masse du cannonball incident ($M_T \ll M_{CB}$), les équations 4.85 et 4.86 deviennent :

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= \sqrt{M_{CB}^2 + 2E_{CB}M_T} \\ &= M_{CB}\sqrt{1 + 2\gamma_{in}\frac{M_T}{M_{CB}}} \qquad (4.87)\end{aligned}$$

$$\gamma_{out} \approx \frac{E_{CB}}{\sqrt{s}} = \frac{\gamma_{in}}{\sqrt{1 + 2\gamma_{in}\frac{M_T}{M_{CB}}}} \qquad (4.88)$$

Si aucune collision nucléon-nucléon n'est inélastique, c'est à dire en l'absence d'une production de pions (et donc de neutrinos), cela signifie que les nucléons perdent leur énergie cinétique soit par des collisions élastiques, soit par des interactions avec des électrons libres ou liés. Dans ce cas, si l'énergie dissipée dans ces interactions est piégée dans le système final cannonball + masse cible de supernova, ce système va tendre vers un équilibre thermique et l'essentiel de l'énergie dégagée dans ces interactions sera sous forme de photons thermiques. Pour que le cannonball ralentisse de manière significative, il faut qu'il absorbe une masse cible de supernova suffisante. Par exemple, pour les paramètres de référence (tableau 3.1), ce rapport M_T/M_{CB} doit être égal à 0,005. Pour les auteurs (eq. 3.4 et 3.14), il vaut $1{,}6 \times 10^{-5}$. Il passe à $1{,}6 \times 10^{-4}$ dans le cadre du modèle présenté ici, où l'expansion du cannonball est prise en compte (eq. 4.1 et 4.54). Pour ralentir le cannonball, la production de neutrinos va devoir combler la différence entre ces dernières valeurs et 0,005.

4.5.2 Avec perte d'énergie par production de neutrinos

Les équations précédentes sont modifiées dans le cas où des neutrinos sont émis. Les neutrinos, produits par la désintégration des pions et des muons, emportent de l'énergie (E_ν) ainsi que de l'impulsion longitudinale (P_ν). Les équations 4.85 et 4.86 deviennent :

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_{CB} + M_T - E_\nu)^2 - (P_{CB} - P_\nu)^2} \tag{4.89}$$

$$\gamma_{out} = \frac{E_{CB} + M_T - E_\nu}{\sqrt{s}} \tag{4.90}$$

Ces équations 4.89 et 4.90 sont celles qui sont utilisées pour la simulation du modèle. Néanmoins, une approximation de ces équations est présentée ci-dessous, pour expliquer les résultats obtenus avec les équations exactes. Dans le cas où $\gamma_{in} \gg 1$ et $M_T \ll M_{CB}$, les équations 4.89 et 4.90 peuvent être écrites sous la forme approchée :

$$\begin{aligned}
\sqrt{s} &= \sqrt{((E_{CB} + M_T - E_\nu)^2 - (P_{CB} - P_\nu)^2} \\
&= \sqrt{M_{CB}^2 + M_T^2 + 2M_T(E_{CB} - E_\nu) - 2E_\nu E_{CB} + 2P_\nu P_{CB} + E_\nu^2 - P_\nu^2} \\
&= \sqrt{M_{CB}^2 + M_T^2 + 2M_T(E_{CB} - E_\nu) - 2E_\nu(E_{CB} - P_{CB}) - 2(E_\nu - P_\nu)P_{CB} + E_\nu^2 - P_\nu^2} \\
&\approx \sqrt{(1 - f_\nu)(M_{CB}^2 + 2M_T E_{CB} - 2(E_\nu - P_\nu)E_{CB})}
\end{aligned} \tag{4.91}$$

$$\gamma_{out} = \frac{E_{CB} + M_T - E_\nu}{\sqrt{s}} \approx \frac{(1 - f_\nu)E_{CB}}{\sqrt{s}} \tag{4.92}$$

où $f_\nu = E_\nu / E_{CB}$. Les approximations utilisées sont les suivantes (elles sont détaillées à l'annexe A.3) :

$$2E_\nu(E_{CB} - P_{CB}) = \frac{E_\nu\, E_{CB}}{\gamma_{in}^2} = f_\nu\, M_{CB}^2 \tag{4.93}$$

$$\begin{aligned}
2(E_\nu - P_\nu)P_{CB} - (E_\nu^2 - P_\nu^2) &\approx 2(E_\nu - P_\nu)(E_{CB} - E_\nu) \\
&= 2(E_\nu - P_\nu)E_{CB}(1 - f_\nu)
\end{aligned} \tag{4.94}$$

Le terme ($E_\nu - P_\nu$) revêt une importance particulière, soulignée dans le paragraphe suivant.

4.5.3 Interactions nucléon-nucléon

Considérons le cas particulier où les noyaux du cannonball et du reste de supernova sont complètement décomposés, de telle sorte que les interactions qui produisent des neutrinos soient toutes des interactions nucléon-nucléon. Les collisions nucléon-nucléon sont regardées du référentiel où la zone choquée est au repos. Cette zone de choc accumule les nucléons de la supernova (accélérés par les nucléons de la zone de choc) et les nucléons du cannonball (ralentis par les nucléons de la zone de choc). Les nucléons de la zone choquée sont supposés au repos dans le référentiel propre de cette zone, au moment de la collision. Les nucléons du cannonball et de la supernova interagissent avec plusieurs nucléons de la zone choquée et ainsi ralentissent dans son référentiel, dans lequel l'énergie E_N^{pck} et l'impulsion P_N^{pck} des nucléons incidents est :

$$E_N^{pck} = (\gamma_{pck}\, \gamma_N - \eta_{pck}\, \eta_N) M_N \tag{4.95}$$

$$P_N^{pck} = (\gamma_{pck}\,\eta_N - \eta_{pck}\,\gamma_N)M_N \tag{4.96}$$

où γ_N et γ_{pck} sont les facteurs de Lorentz des nucléons incidents et de la zone de choc dans le référentiel de la supernova au repos. L'énergie dans le centre de masse d'une interaction nucléon-nucléon individuelle devient :

$$\begin{aligned} \sqrt{s_{NN}} &= \sqrt{2M_N^2 + 2E_N^{pck}M_N} \\ &= M_N\sqrt{2(1+\gamma_{pck}\,\gamma_N - \eta_{pck}\,\eta_N)} \end{aligned} \tag{4.97}$$

Et le facteur de Lorentz du centre de masse de l'interaction nucléon-nucléon dans le référentiel de repos de la supernova est :

$$\gamma_{cm} = \frac{(\gamma_N + \gamma_{pck})M_N}{\sqrt{s_{NN}}} \tag{4.98}$$

$$= \frac{\gamma_N + \gamma_{pck}}{\sqrt{2\,(1+\gamma_{pck}\,\gamma_N - \eta_{pck}\,\eta_N)}} \tag{4.99}$$

On pose f_ν^{cm} égal à la fraction d'énergie du centre de masse emportée par les neutrinos, ce qui correspond, dans le référentiel du centre de masse, à une énergie :

$$E_\nu^{cm} = f_\nu^{cm}\sqrt{s_{NN}} \tag{4.100}$$

Dans le référentiel du centre de masse, la production de neutrinos est symétrique ; autant d'impulsion est emportée en arrière qu'en avant. Donc $P_\nu^{cm} = 0$.
Dans le référentiel de la supernova au repos, à chacune des interactions nucléon-nucléon, l'énergie E_ν et l'impulsion P_ν de ces neutrinos, est :

$$E_\nu = \gamma_{cm}\,E_\nu^{cm} = \gamma_{cm}\,f_\nu^{cm}\,\sqrt{s_{NN}} \tag{4.101}$$

$$P_\nu = \eta_{cm}\,E_\nu^{cm} = \eta_{cm}\,f_\nu^{cm}\sqrt{s_{NN}} \tag{4.102}$$

avec :

$$\begin{aligned} \eta_{cm} &= \sqrt{\gamma_{cm}^2 - 1} \\ &= \frac{M_N}{\sqrt{s_{NN}}}\sqrt{\gamma_N^2 + \gamma_{pck}^2 + 2\eta_{pck}\,\eta_N - 2} \end{aligned} \tag{4.103}$$

La contribution de la partie $(E_\nu - P_\nu)$ dans une interaction sera :

$$\begin{aligned} E_\nu - P_\nu &= (\gamma_{cm} - \eta_{cm})f_\nu^{cm}\sqrt{s_{NN}} \\ &= f_\nu^{cm}M_N(\gamma_N + \gamma_{pck} - \sqrt{\gamma_N^2 + \gamma_{pck}^2 + 2\eta_{pck}\,\eta_N - 2}) \end{aligned} \tag{4.104}$$

Cette contribution est évaluée ci-dessous pour les interactions ayant lieu au choc avant, puis pour les interactions ayant lieu au choc arrière.

a) Interactions au choc avant

Les interactions nucléon-nucléon au choc avant, entre la zone choquée et le reste de supernova, sont ultra-relativistes ; le nucléon incident est très relativiste et le nucléon-cible est (pratiquement) au repos. L'énergie des collisions à cette interface est dans le référentiel de leur centre de masse :

$$E_{cm}^{fwd} = M_N \sqrt{2(\gamma_{choc} + 1)} \tag{4.105}$$

Pour $\gamma_{choc} \gg 1$, ceci se réduit à :

$$E_{cm}^{fwd} \approx M_N \sqrt{2\gamma_{choc}} \tag{4.106}$$

L'essentiel de la production de pions a lieu avant que le cannonball n'ait atteint le rayon de transparence de la supernova, donc $\gamma_{choc} > \gamma_{out} \sim 1000$. L'énergie dans le centre de masse E_{cm} est alors ≥ 42 GeV, bien au-dessus du seuil de production des pions à $E_{seuil} = 2{,}02$ GeV.
Chaque nucléon du reste de la supernova interagit plusieurs fois avec les nucléons de la zone de choc, et finit par être accéléré jusqu'à la vitesse de cette zone. Plusieurs de ces interactions produisent des pions. Le facteur de Lorentz du centre de masse de la première collision nucléon-nucléon est :

$$\gamma_{cm}^{fwd} = \sqrt{\frac{\gamma_{choc} + 1}{2}} \tag{4.107}$$

$$\approx \sqrt{\frac{\gamma_{choc}}{2}} \quad \text{(avec } \gamma_{choc} \gg 1\text{)} \tag{4.108}$$

A chaque collision successive ce facteur de Lorentz croît, comme l'énergie dans le centre de masse diminue. En effet, au choc avant les nucléons incidents ont la même énergie pour toutes les interactions (dans un *pas*) et les nucléon-cibles accélèrent.
Les simulations décrites à la section 4.3 donnent en moyenne 150 neutrinos par nucléon de supernova absorbé, avec une énergie moyenne de 10 à 20 GeV.
La contribution au facteur $(E_\nu - P_\nu)$ provenant des interactions nucléon-nucléon à l'interface avant, s'évalue grâce à l'équation 4.104 dans le cas où $\gamma_N \ll \gamma_{pck}$, et on trouve (cf. l'annexe A.3) :

$$E_\nu^{fwd} - P_\nu^{fwd} = f_\nu^{fwd} M_N (\gamma_N - \eta_N) \tag{4.109}$$

avec $f_\nu^{fwd} = f_\nu^{cm} \approx 0{,}5$ pour le choc avant.
Si la plupart des neutrinos sont produits dans des interactions où $\eta_N \ll 1$, alors la contribution totale d'une interaction à l'interface avant devient :

$$E_\nu^{fwd} - P_\nu^{fwd} = f_\nu^{fwd} M_N \tag{4.110}$$

Dans le cas où l'équation 4.110 est la seule contribution à $(E_\nu - P_\nu)$, alors l'équation 4.91 peut s'écrire :

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{(1 - f_\nu)(M_{CB}^2 + 2(1 - f_\nu^{fwd}) M_T E_{CB})} \tag{4.111}$$

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{(1 - f_\nu)(M_{CB}^2 + 2M_T^{\text{eff}} E_{CB})} \tag{4.112}$$

$$\tag{4.113}$$

avec la masse effective :

$$M_T^{\text{eff}} = (1 - f_\nu^{fwd}) M_T \approx 0{,}5 M_T \tag{4.114}$$

La masse cible de supernova nécessaire pour ralentir le cannonball est sous-estimée d'un facteur $(1 - f_\nu^{fwd})$ si le dernier terme de l'équation 4.91 est ignoré. Les simulations sont en accord avec l'approximation de l'équation 4.110 sur l'espace des paramètres considéré. Ce résultat peut être compris en considérant le transfert d'impulsion du reste de supernova-cible vers la zone de choc. Une fraction $(1 - f_\nu^{fwd})$ de l'impulsion incidente est inefficace pour ralentir la zone de choc car elle est emportée par les neutrinos, et ne contribue pas à l'équilible thermique du système.

b) Interactions au choc arrière

A l'interface arrière, entre la zone choquée et le cannonball, les interactions ne sont que moyennement relativistes, bien que les nucléons du cannonball ainsi que les nucléons de la zone choquée soient très relativistes dans le référentiel de la supernova. Le facteur de Lorentz d'un nucléon incident dans le référentiel de la zone de choc est :

$$\gamma_N^{pck} = \gamma_{in}\gamma_{pck} - \eta_{in}\eta_{pck} \tag{4.115}$$

et l'énergie de l'interaction dans le référentiel du centre de masse est (cf. annexe A.3) :

$$E_{cm}^{rev} \approx M_N \sqrt{2 + \frac{\gamma_{in}}{\gamma_{choc}} + \frac{\gamma_{choc}}{\gamma_{in}}} \tag{4.116}$$

Si γ_{in} et $\gamma_{choc} \gg 1$, et si l'impulsion transverse est négligeable, cette énergie ne passe au-dessus du seuil de production des pions que pour des valeurs de γ_{in} très grandes. De plus, même dans ce cas, des pions ne sont produits que pour la première zone de choc. Mais par ailleurs, le facteur de Lorentz du centre de masse de la collision nucléon-nucléon,

$$\gamma_{cm}^{rev} \approx \sqrt{\gamma_{in}\gamma_{choc}} \tag{4.117}$$

est très grand dans le référentiel de la supernova ($\gamma_{cm}^{rev} \geq \gamma_{out} \sim 1000$). Ainsi, les quelques neutrinos produits par les nucléons de cannonball ont une énergie plus grande : de 50 à 200 GeV.

La contribution au facteur $(E_\nu - P_\nu)$ des interactions ayant lieu au choc arrière, s'évalue en utilisant l'équation 4.104 avec $\gamma_N = \gamma_{in} > \gamma_{pck} > \gamma_{out} \gg 1$, pour la première zone de choc. On trouve :

$$E_\nu^{rev} - P_\nu^{rev} \approx \frac{1}{2}\frac{f_\nu^{rev} M_N}{\gamma_{pck}} \tag{4.118}$$

où $f_\nu^{rev} = f_\nu^{cm}$ pour le choc arrière.

La contribution totale du choc arrière devient :

$$\begin{aligned} 2(E_\nu^{rev} - P_\nu^{rev})E_{CB} &\approx \frac{f_\nu^{rev} M_{CB} E_{CB}}{\gamma_{pck}} && (4.119) \\ &\approx f_\nu^{rev} M_{CB}^2 \frac{\gamma_{in}}{\gamma_{pck}} && (4.120) \end{aligned}$$

En ajoutant cette contribution à $(E_\nu - P_\nu)$, l'équation 4.91 devient :

$$\sqrt{s} = \sqrt{(1 - f_\nu)(M_{CB}^2 + 2M_T^{\text{eff}} E_{CB} - f_\nu^{rev} M_{CB}^2 \frac{\gamma_{in}}{\gamma_{pck}})} \tag{4.121}$$

Le facteur γ_{in}/γ_{pck} est < 10 pour les paramètres étudiés, et $f_\nu^{rev} \leq f_\nu^{fwd}$. Cette contribution à $(E_\nu - P_\nu)$ n'est pas dominante. Par exemple, dans le cas où $\gamma_{pck} > \gamma_{in}/2$, $\sqrt{s_{NN}}$ est en dessous du seuil de production des pions, et $f_\nu^{rev} = 0$.

Conclusion

Les modifications apportées au modèle, décrites dans ce chapitre, portent sur l'évolution du cannonball dans le reste de supernova et sur la production de neutrinos dans les interactions nucléon-nucléon. Une zone intermédiaire entre le cannonball et le reste de supernova est déterminée ; la zone choquée. Un choc arrière se propage dans le cannonball, et jusqu'à ce qu'il émerge des éjecta de supernova, plusieurs ondes de choc successives peuvent le traverser. Les neutrinos sont produits lors de la désintégration des pions chargés issus des interactions entre le cannonball et la zone de choc et entre la zone de choc et le reste de supernova. Il y a deux contributions à la production de neutrinos : celle du choc avant (entre la zone choquée et le reste de supernova) et celle du choc arrière (entre le cannonball et la zone choquée). Ces contributions sont évaluées d'une part à l'aide d'une paramétrisation, et d'autre part avec les programmes *Geant* et *PYTHIA*. Les calculs approchés ont montré que la masse-cible du reste de supernova nécessaire pour ralentir le cannonball est sous-estimée d'un facteur $\approx 0{,}5$ si l'on néglige la différence entre E_ν et P_ν.

Chapitre 5

Etude du modèle

Précédemment, nous avons vu deux estimations de la production de neutrinos dans le modèle des Cannonballs : celle calculée par les auteurs dans le modèle original, présenté dans le chapitre 3 et celle dans le cadre du modèle modifié, détaillé dans le chapitre 4.

Dans ce chapitre, nous comparons ces deux estimations, ainsi que celles de la production des rayonnements gamma du sursaut (section 5.1).
Puis, dans le cadre du modèle modifié l'étude des paramètres est présentée. Il s'agit de l'évolution des caractéristiques du cannonball et de la zone choquée en fonction du temps ou de la distance parcourue dans le reste de supernova (section 5.2), ceci pour trois ensembles de paramètres particuliers dont le choix est expliqué dans la section 5.2.1. L'espace des paramètres est ensuite étudié dans la section 5.3. Les caractéristiques du sursaut gamma résultant, c'est à dire l'énergie totale libérée et la valeur du facteur de Lorentz de sortie du cannonball, permettent de sélectionner les ensembles de paramètres les plus adéquats. Les flux de neutrinos correspondants sont calculés dans la section 5.4, ce qui permettra d'évaluer la réponse d'ANTARES.

5.1 Comparaison de la production de neutrinos

L'avancée du cannonball dans le reste de supernova, telle qu'elle est décrite dans le chapitre précédent, influe sur la production de neutrinos, qui diffère pour cette raison des prédictions du modèle original. Une comparaison des productions de neutrinos produits est présentée ici.
Les propriétés du cannonball et du reste de supernova forment l'espace des paramètres du modèle des Cannonballs. La production de neutrinos dépend fortement de la valeur initiale de la masse et de l'énergie du cannonball et de la manière dont il s'étend et pénètre dans les éjecta de supernova. Le cannonball a typiquement une énergie de l'ordre de 10^{52} erg dans le référentiel de la supernova. Sa vitesse d'expansion v_{exp} est exprimée via le facteur d'expansion $\beta_{exp} = v_{exp}/c$. Ce facteur d'expansion est limité à la valeur $\beta_{exp} \leq \beta_{max} = 1/\sqrt{3}$, correspondant à la vitesse du son dans un plasma ultra-relativiste. On considère deux scénarios possibles pour l'expansion du cannonball lorsqu'il approche

et traverse les éjecta de supernova :

1. expansion rapide entre l'objet central jusqu'au début de la supernova (R_{SN}), puis pas d'expansion:
   - $\beta_{in} = \beta_{max}$
   - $\beta_{out} = 0$
2. expansion uniforme dans le référentiel du cannonball, sur l'ensemble de son trajet:
   - $\beta_{in} = \beta_{out} \leq \beta_{max}$

La figure 5.1 montre la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos en fonction de son facteur de Lorentz initial, pour plusieurs ensembles de paramètres décrivant le modèle. La courbe supérieure montre la prédiction du modèle initial dans l'hypothèse du «beam dump», dans lequel toute l'énergie disponible est utilisée pour produire des pions, dont environ 50% est emportée par les neutrinos. Les deux courbes inférieures correspondent à la production de neutrinos dans les deux scénarios décrits ci-dessus, le scénario 1 correspond à la courbe du milieu, et le scénario 2 à la courbe inférieure, et ceci pour des régions spécifiques de l'espace des paramètres sélectionnées pour donner des caractéristiques compatibles avec les observations des GRB proches (particulièrement $\gamma_{out} \sim 1000$).

Pour des valeurs faibles de γ_{in}, la production de pions n'a lieu qu'à l'interface avant. L'énergie des collisions au choc arrière dépasse le seuil de production de pions pour des valeurs de $\gamma_{in} > 2000$ dans le scénario 1, et pour des valeurs de $\gamma_{in} > 5000$ dans le scénario 2. La production de pions est plus importante dans le scénario 1 car le rayon du cannonball est plus grand lorsqu'il atteint le début du reste de supernova, donc le cannonball ralentit plus rapidement que dans le scénario 2. C'est la diminution rapide du facteur de Lorentz qui permet de faire passer l'énergie des collisions au choc arrière au-dessus du seuil de production des pions.

La figure 5.2 montre l'évolution des caractéristiques du GRB quand l'énergie du cannonball est augmentée. Ces caractéristiques sont l'énergie du GRB dans le référentiel du cannonball au repos, en fonction de son facteur de Lorentz dans le référentiel de la su-

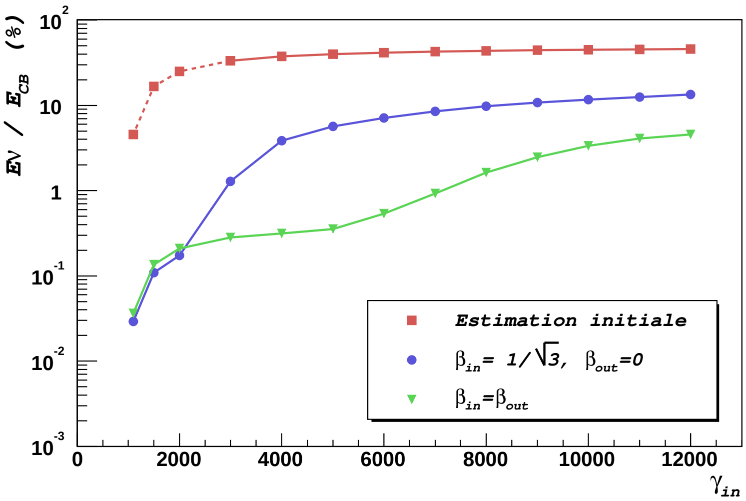


FIG. 5.1 – *Fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos, en fonction du facteur de Lorentz initial γ_{in}. Les 2 scénarios sont représentés, ainsi que l'estimation originale [100].*

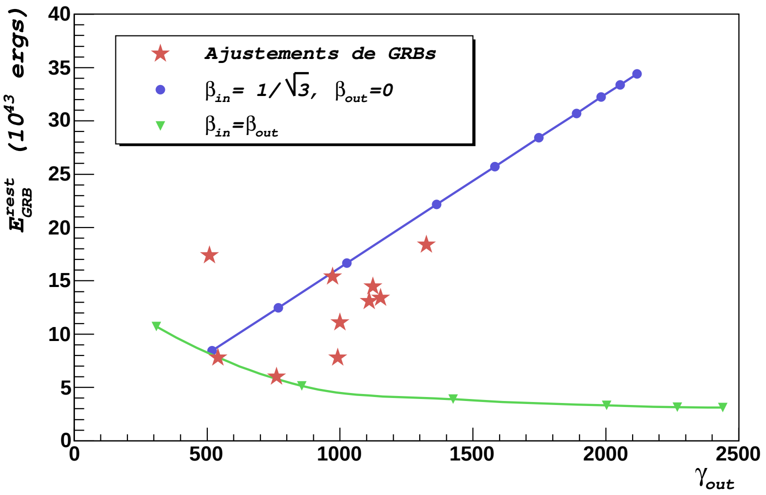


FIG. 5.2 – *Energie disponible produisant le sursaut gamma en fonction du facteur de Lorentz γ_{out}. Les 2 scénarios sont présentés, ainsi que les points provenant d'ajustments avec le modèle original [101].*

pernova. L'énergie présentée du GRB suppose un seul cannonball (1 pulse) par GRB. Les courbes correspondent à $\gamma_{in} = 3000$. La masse du cannonball augmente à chaque point sur les courbes. La courbe montante correspond au scénario 1, avec $\beta_{in} = \beta_{max}$ et $\beta_{out} = 0$ et pour des cannonballs dont l'énergie initiale et comprise entre 0,5 et 16×10^{52} erg. La courbe descendante correspond au scénario 2, avec $\beta_{in} = \beta_{out} = \beta_{max}/12$ et avec des cannonballs dont l'énergie est comprise entre 0,5 et 16 $\times 10^{52}$ erg. Les points isolés représentent les valeurs des ajustements obtenus pour des GRB dont le décalage spectral (redshift) est connu, dans le contexte du modèle «beam dump» [101].
De manière générale, les scénarios proposés produisent moins de neutrinos et l'énergie disponible pour le sursaut est équivalente.

5.2 Evolution des paramètres en fonction du temps

Un intérêt du modèle est que l'on peut voir l'évolution de toutes les variables en fonction du temps dans le référentiel de la supernova ou aussi bien en fonction de la distance parcourue dans la supernova. Cette partie a pour but d'en monter quelques exemples, pour trois ensembles de paramètres présentés ci-dessous.

5.2.1 Paramètres utilisés

La quantité de masse de reste de supernova absorbée par le cannonball est un paramètre important du modèle. Elle représente le pouvoir ralentisseur de la supernova sur le cannonball. Le calcul proposé par les auteurs et celui qui est présenté au chapitre précédent aboutissent à des estimations différentes de la masse cible. Ceci a pour effet de rendre les paramètres de référence du tableau 3.1 impossibles dans le nouveau modèle. La masse d'éjecta de supernova absorbée par le cannonball est de $\sim 1{,}6 \times 10^{22}$ g pour les auteurs, mais en tenant compte de l'expansion du CB, elle atteint $\sim 1{,}2 \times 10^{23}$ g. Le cannonball est ralenti jusqu'à s'arrêter avant qu'il n'émerge du reste de supernova.

Pour remédier à cela, il suffit de modifier les paramètres en augmentant l'énergie du cannonball (E_{CB}), ou en diminuant la quantité de masse de SN absorbée, c'est à dire en diminuant soit la masse totale de la supernova (M_{SN}), soit les facteurs d'expansion de cannonball (β^e_{in}, β^e_{out}), ou encore en modifiant la distribution de matière dans l'éjecta (R_{SN}, n). Ceci en imposant que le cannonball final ait un facteur de Lorentz de $\gamma_{out} \sim 1000$, et que l'énergie du sursaut soit de l'ordre de 10^{43} erg [1].
Le tableau 5.1 présente trois ensembles de paramètres : le premier ($MOD.A$) reprend les paramètres des auteurs où seuls E_{CB} et M_{SN} sont modifiés. Le deuxième ($MOD.B$) diminue les facteurs d'expansion, en gardant leur rapport équivalent au rapport des facteurs d'expansion du tableau 3.1 (tableau reporté au tableau 5.2). Le dernier ensemble de paramètre ($MOD.C$) a une expansion nulle quand le CB traverse la SN (ce qui revient au calcul de masse absorbée des auteurs).

TAB. 5.1 – *Paramètres utilisés.*

	$MOD.A$	$MOB.B$	$MOD.C$
γ_{in}	10000	10000	10000
β_{in}	$1/10\sqrt{3}$	$1/65\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$
β_{out}	$1/\sqrt{3}$	$1/6{,}5\sqrt{3}$	0
E_{CB} (ergs)	6×10^{52}	1×10^{52}	1×10^{52}
M_{SN}	$1M_{\odot}$	$10M_{\odot}$	$10M_{\odot}$
R_{SN} (cm)	$2{,}6 \times 10^{14}$	$2{,}6 \times 10^{14}$	$2{,}6 \times 10^{14}$
n	8	8	8
γ_{out}	1000	1000	915
M_{abs} (g)	$5{,}6 \times 10^{22}$	$1{,}2 \times 10^{22}$	$1{,}2 \times 10^{22}$
E^{Srf}_{GRB} (ergs)	$1{,}6 \times 10^{45}$	$1{,}0 \times 10^{44}$	$1{,}3 \times 10^{43}$
E_{iso} (ergs)	$1{,}6 \times 10^{54}$	$1{,}0 \times 10^{53}$	$9{,}9 \times 10^{51}$
E^{Vol}_{GRB} (ergs)	$2{,}7 \times 10^{44}$	$2{,}2 \times 10^{43}$	$4{,}7 \times 10^{45}$
E_{iso} (ergs)	$2{,}7 \times 10^{53}$	$2{,}2 \times 10^{52}$	$3{,}6 \times 10^{54}$
$E_{\nu}/E_{CB}(\%)$	2,6	0,5	16

TAB. 5.2 – *Paramètres de référence originaux.*

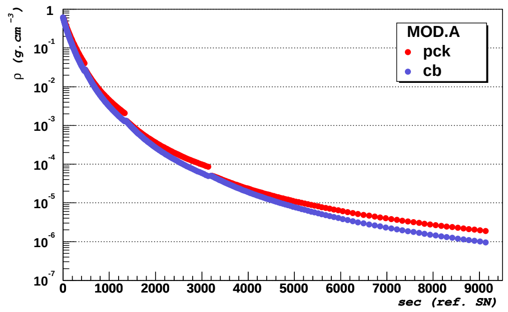
Original
10000
$1/10\sqrt{3}$
$1/\sqrt{3}$
1×10^{52}
$10M_{\odot}$
$2{,}6 \times 10^{14}$
4 à 8

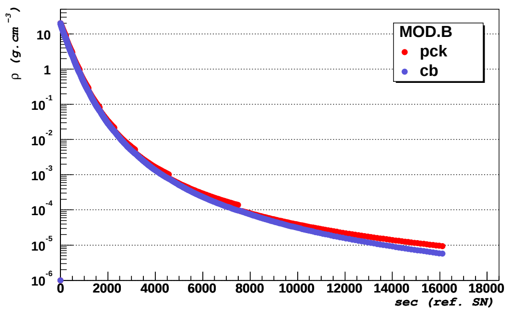
Le premier exemple d'évolution présenté est celle de la densité du cannonball et de la zone choquée en fonction de temps dans le référentiel de la supernova. Les autres caractéristiques du sytème comme la température où la dimension n'apportent pas d'informations particulières. Par contre, la valeur des facteurs de Lorentz, dans les trois référentiels possibles (cannonball, zone choquée, ou reste de supernova) se répercute sur la production de neutrinos. L'évolution de la quantité d'énergie libérée sous forme de neutrinos en fonction de l'avancée du cannonball dans le reste de supernova est également présentée.

5.2.2 Densité de la zone de choc

La densité de matière dans la zone de choc est toujours plus élevée que dans le cannonball. Dans le cas des paramètres $MOD.A$ et $MOD.B$ elle diminue avec le temps, mais reste relativement constante dans le $MOD.C$ (figure 5.3) car dans ce cas le cannonball

1. Au paragraphe 3.3.2b) l'énergie d'un sursaut doit être de l'ordre de 10^{44} erg. Pour un sursaut composé d'une dizaine de CB, chaque CB doit libérer une énergie de 10^{43} erg.





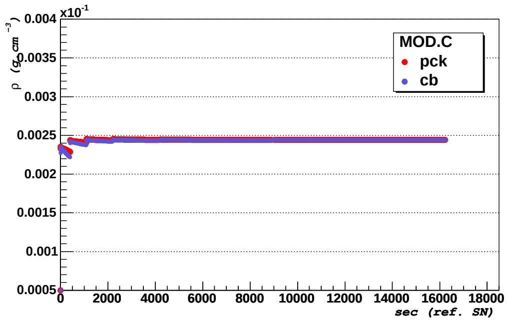
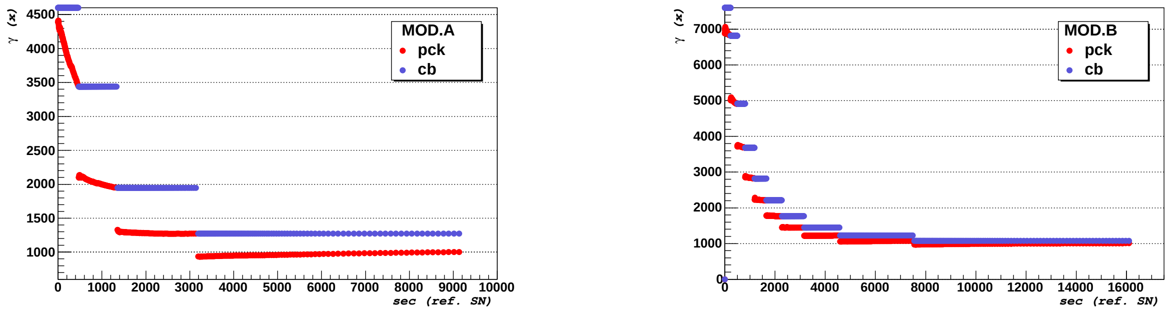


FIG. 5.3 – *Evolution de la densité de matière du cannonball et de la zone de choc vues depuis le référentiel de cette dernière, en fonction du temps dans le référentiel de la supernova.*

reste à rayon constant, et la quantité de matière supernova absorbée ne fait pas varier significativement la densité initiale du cannonball. La faible augmentation de la densité est due à la contraction de la zone choquée. La zone de choc précédente devient le cannonball suivant, ainsi la densité de la zone de choc et du cannonball sont égales à chaque nouvelle zone de choc. Les densités, aux premiers instants de la traversée du reste de supernova, sont particulièrement élevées : 0,6 g cm^{-3} ($MOD.A$) et 20 g cm^{-3} ($MOD.B$). A titre de comparaison la densité moyenne de la Terre est de 5,5 g cm^{-3}. Celle du Soleil est de 1,4 g cm^{-3}, mais varie fortement en fonction de la profondeur : dans le coeur la densité est supérieure à 150 g cm^{-3}, au début de la zone convective ($R/R_\odot \sim 0{,}25$) elle de l'ordre de 20 g cm^{-3} et au niveau de la zone radiative ($R/R_\odot > 0{,}9$) sa densité est inférieure à 0,02 g cm^{-3} [122].

5.2.3 Facteur de Lorentz du cannonball et de la zone de choc

L'évolution du facteur de Lorentz du cannonball et de la zone de choc en fonction du temps dans le référentiel de la supernova est présenté, pour les trois ensembles de paramètres, sur la figure 5.4.
Alors que le facteur de Lorentz du cannonball reste constant durant la propagation de chaque onde de choc arrière, le facteur de Lorentz de la zone choquée varie. La zone de choc ralentit avec les paramètres de $MOD.A$ et $MOD.B$ mais accélère dans le cas de $MOD.C$. C'est le rapport entre l'énergie de la matière du cannonball et du reste de supernova, absorbée par la zone choquée qui produit cette variation. Lorsque le cannonball arrive à l'extrémité de la supernova (à t grand), où la densité est beaucoup plus faible, la zone de choc a tendance à rester à γ constant. Le nombre de choc en arrière qui traverse le cannonball est différent dans les trois cas : 4 pour les paramètres de $MOD.A$, 10 pour $MOD.B$ et 5 pour $MOD.C$.
La valeur du facteur de Lorentz, à la première onde de choc est plus élevée dans $MOD.B$ ($\gamma \sim 7000$) que dans $MOD.A$ ($\gamma \sim 4400$) qui elle-même est plus élevée dans $MOD.C$ ($\gamma \sim 1700$). Cette première valeur du facteur de Lorentz de la zone de choc va influer sur la production de neutrinos au choc avant, comme cela sera montré au paragraphe 5.2.6.



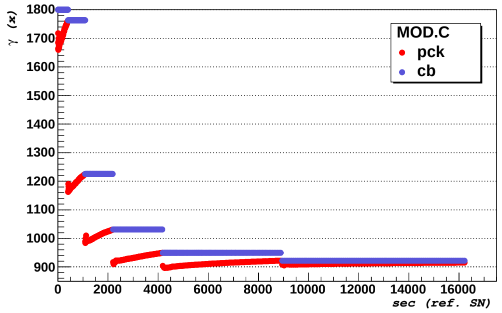


FIG. 5.4 – *Evolution du facteur de Lorentz du cannonball et de la zone de choc en fonction du temps, dans le référentiel de la supernova, pour les 3 ensembles de paramètres MOD.A, MOD.B, et MOD.C. (L'axe des ordonées est tronqué pour les grandes valeurs de γ_{CB}.)*

5.2.4 Facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du cannonball

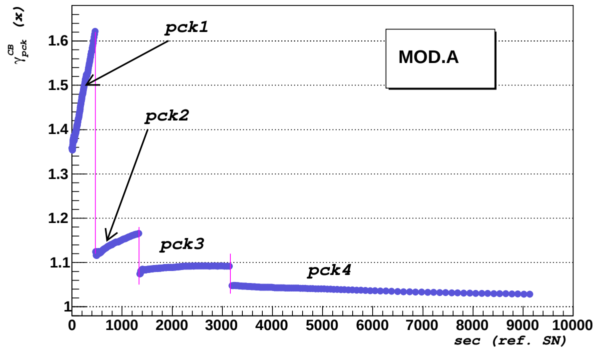
La production de neutrinos n'apparaît que si l'énergie dans le centre de masse de la collision est supérieure au seuil de production de pions ($E_{seuil} = 2{,}02$ GeV). Le facteur de Lorentz du nucléon incident sur un nucléon-cible au repos doit être supérieur à :

$$E_{seuil} = M_N \sqrt{2\,(1+\gamma_{inc})} \quad \text{donc,} \quad \gamma_{inc} \geq 1{,}31 \tag{5.1}$$

La figure 5.5 présente l'évolution du facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du cannonball (et vice-versa) en fonction du temps dans le référentiel de la supernova, pour les trois ensembles de paramètres. Il s'agit des collisions à l'interface arrière. Le facteur de Lorentz dépasse celui du seuil de production des pions uniquement pour la première onde de choc dans les cas des *MOD.A* et *MOD.C*. Le modèle *MOD.B* ne permet pas au facteur de Lorentz de dépasser le seuil et il n'y a pas de production de neutrinos au choc arrière.
De même, à l'interface avant, le facteur de Lorentz est toujours supérieur à ce seuil (figure 5.4). Il y a donc toujours production de neutrinos dans les interactions entre la zone de choc et les éjecta de supernova.
Contrairement au facteur de Lorentz dans le référentiel du reste de supernova, le premier facteur de Lorentz de la zone choquée dans le référentiel du cannonball est plus élevé pour *MOD.C* que pour *MOD.A* et lui-même est plus élevé que *MOD.B*. La production de neutrinos au choc arrière est lié à la valeur de ce facteur de Lorentz.

5.2.5 Vitesse de l'onde de choc avant

Les figures 5.6 montrent, pour les trois ensembles de paramètres de référence, la vitesse de l'onde de choc avant (divisée par c) dans le référentiel de la supernova. Elles montrent son évolution en fonction de l'avancée du cannonball dans le reste de supernova. La ligne discontinue (en bleu) est la vitesse calculée avec la durée de chaque *pas*, c'est à dire la vitesse instantanée de l'onde de choc (divisée par c). La vitesse représentée par la ligne



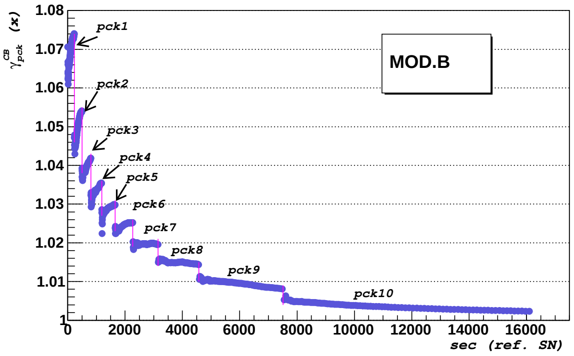
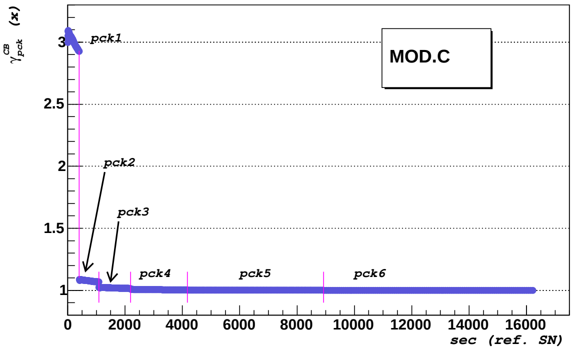


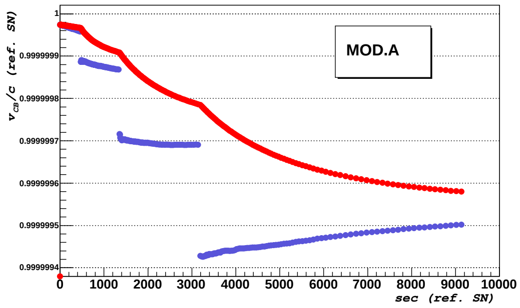
FIG. 5.5 – *Facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du cannonball en fonction du temps dans l'éjecta de la supernova.*



continue (en rouge) est calculée avec le temps mesuré depuis l'entrée du cannonball dans le reste de supernova, c'est à dire la vitesse moyenne de l'onde de choc (divisée par c). Il s'agit du facteur $\beta = v/c$ associé au facteur de Lorentz γ de la zone choquée, présenté à la figure 5.4. En effet, l'avancée de l'onde de choc suit l'avancée du cannonball.
On peut voir que le cannonball ralentit en moyenne plus brusquement dans $MOD.C$ que dans $MOD.A$, lui-même plus brusquement que $MOD.B$. Ce ralentissement est lié au rayon du cannonball au moment où il pénètre le reste de supernova, c'est à dire à la valeur du facteur d'expansion initial β_{in} (donc également à la distance jusqu'au début du reste de supernova, R_{SN} qui est le même dans les trois cas présentés ici). Ce lien existe également pour les facteurs de Lorentz de la zone choquée dans le référentiel des éjecta de supernova et dans le référentiel du cannonball, présentés précédemment.

5.2.6 Energie moyenne produite en neutrinos

L'énergie moyenne produite sous forme de neutrinos par nucléon de cannonball au choc arrière et par nucléon d'éjecta de supernova au choc avant, pour ces trois ensembles de paramètres, est présentée figures 5.7 pour chaque *pas*, en fonction du temps (dans le référentiel de la supernova).
Côté SN (c'est à dire au choc avant), cette énergie moyenne diminue à chaque *pas*, de même que l'énergie dans le centre de masse des collisions diminue. Ceci car les nucléons de la zone choquée ralentissent (facteur de Lorentz des zones de choc dans le référentiel de la SN, figures 5.4).
Côté CB (c'est à dire au choc arrière), cette énergie moyenne augmente à chaque *pas* pour $MOD.A$ car le facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du cannonball augmente, donc l'énergie dans le centre de masse des collisions augmente. Pour $MOD.C$, c'est tout simplement le contraire. Ainsi, la hiérarchie entre les 3 modèles pour ce qui est de la quantité d'énergie moyenne produite sous forme de neutrinos par nucléon incident, suit



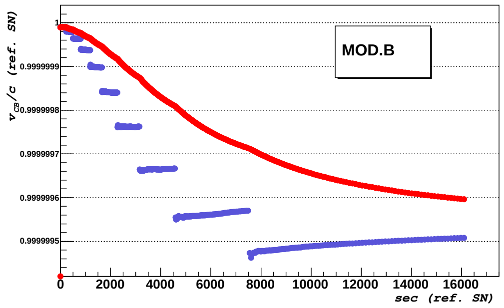
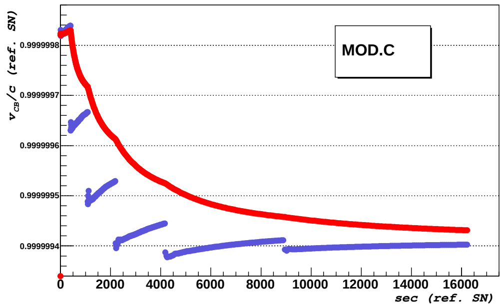
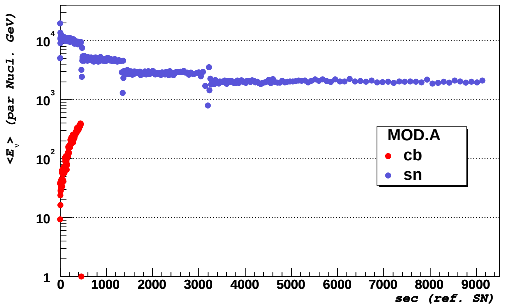


Fig. 5.6 – *Evolution, en fonction du temps dans la supernova, du rapport entre la distance parcourue par l'onde de choc avant à chaque pas (en bleu) sur la durée de ce pas, divisé par c. En rouge est le même rapport mais comptabilisé depuis l'entrée du cannonball dans la supernova.*





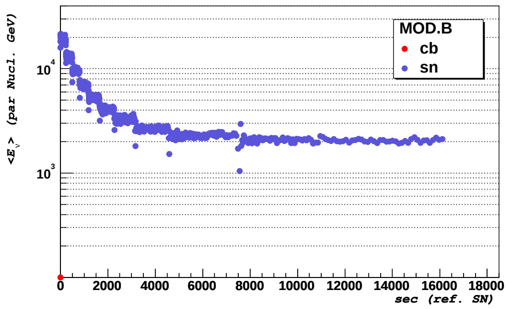
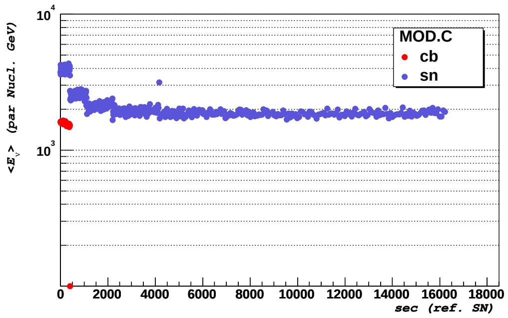


Fig. 5.7 – *Energie moyenne produite sous forme de neutrinos par nucléon de cannonball au choc arrière (cb) et par nucléon de supernova au choc avant (sn). Elle est représentée en fonction du temps deans le référentiel de l'éjecta de la supernova.*



la hiérarchie des facteurs de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du cannonball pour les neutrinos produits au choc arrière. Pour les neutrinos produits au choc avant, la hiérarchie entre les modèles suit celle des facteurs de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel du reste de supernova.
L'énergie moyenne par nucléon produite côté CB (quand elle existe) est inférieure à celle produite côté SN, car l'énergie dans le centre de masse des collisions est plus faible (facteur de Lorentz des zones de choc dans le référentiel du cannonball, figures 5.5). Mais il y a plus de nucléons absorbés à chaque *pas* côté CB que côté SN, car la densité du cannonball est plus élevée que la densité du reste de supernova. Ainsi l'énergie totale produite côté CB est plus élevée que côté SN comme le présente le paragraphe suivant.

5.2.7 Energie totale produite en neutrinos

La figure 5.8 montre la quantité totale d'énergie libérée en neutrinos. L'énergie totale produite au choc arrière est nettement plus élevée qu'au choc avant car le nombre de nucléons entrant en collision est beaucoup plus élevé pour le choc arrière que pour le choc avant. Ce nombre de nucléons est présenté sur les figures 5.9. La production totale de neutrinos suit les courbes de quantité de matière absorbée pour le choc avant et le premier choc arrière. Plus la masse d'éjecta de supernova absorbée est élevée, plus il y a de neutrinos produits. La quantité de masse-cible est liée au facteur d'expansion β^e_{out} du cannonball lorsqu'il traverse les éjecta de supernova. L'existence de cette expansion augmente la quantité d'énergie libérée en neutrinos.
Mais le facteur d'expansion β^e_{out} aussi bien que la masse de la supernova M_{SN} sont des paramètres qui ralentissent le cannonball. Ce ralentissement diminue l'énergie dans le centre de masse des collisions nucléon-nucléon et donc réduit la production de neutrinos à l'interface avant. Le choix des valeurs de ces deux paramètres est donc important.

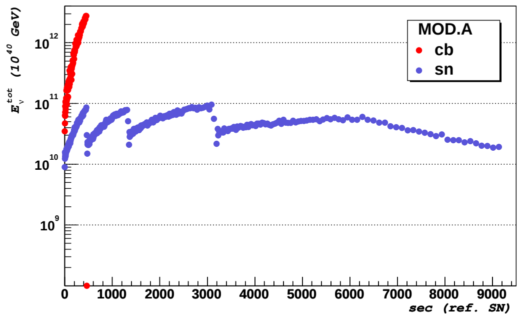
Les paramètres du modèle ont une influence sur la production des neutrinos et l'énergie libérée en photons gamma dans le sursaut en dépend aussi. Pour connaître l'influence des paramètres sur la production de neutrinos et sur l'émission gamma, l'espace des paramètres est étudié, et les résultats sont présentés dans ce qui suit.

5.3 Scan des paramètres

Grâce à la paramétrisation des interactions nucléon-nucléon, la simulation d'un cannonball traversant un reste de supernova se fait rapidement. L'espace sur lequel les paramètres sont étudiés est présenté ci-dessous :

Variable(s)	1ères valeurs	pas	Dernière valeur	Nombre
Facteur de Lorentz initial γ_{in}	1005 - 1505 - 2005	1000	120005	13
Facteurs d'expansion β^e_{in} β^e_{out}	0	0,02	0,5	26
$f_{M_{CB}}$ $f_{M_{SN}}$ $f_{R_{SN}}$	0,1 - 0,5 - 1 - 2	2	6	6
n	1	1	10	10

Le nombre total d'ensemble de paramètres employé est de $1{,}9 \times 10^7$. Pour des raisons déjà évoquées, certains ensembles de paramètres de permettent pas au cannonball d'atteindre le rayon de transparence des éjecta de supernova. Le nombre d'ensemble de paramètres qui permettent l'émission d'un pulse de sursaut gamma est de $3{,}95 \times 10^6$.



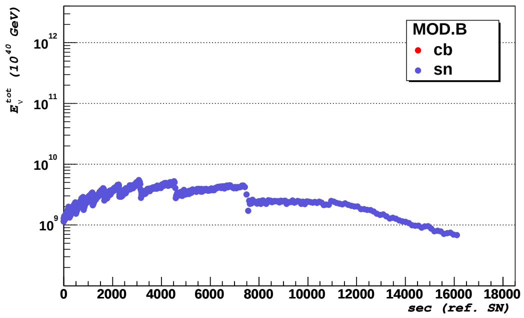
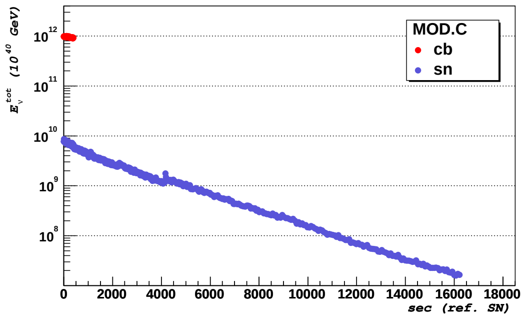
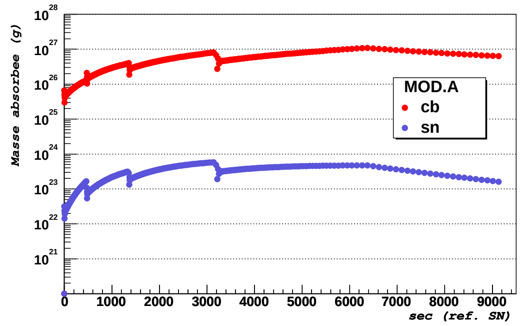


Fig. 5.8 – *Energie totale libérée en neutrinos à chaque pas à l'interface avant (sn) et arrière (cb). Toujours en fonction du temps dans le référentiel de l'éjecta de la supernova.*





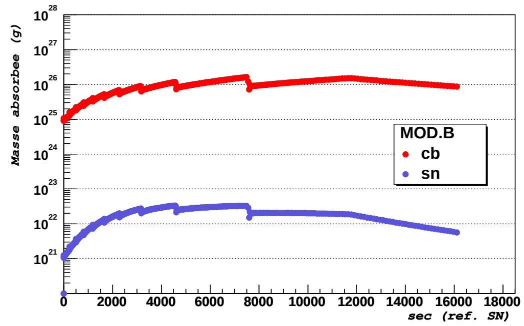
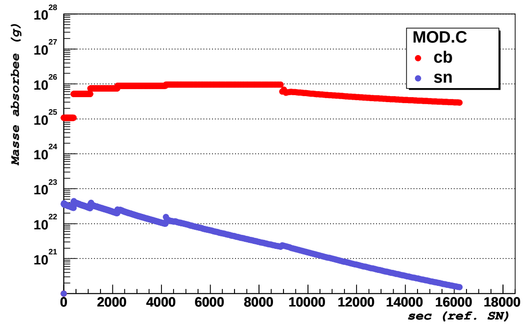


Fig. 5.9 – *Quantité de matière du cannonball ou de la supernova, absorbée (en grammes) par la zone de choc à chaque pas.*



Avec cette simulation, l'influence des paramètres sur les caractéristiques du pulse du sursaut est étudiée, et présentée dans les paragraphes suivants. L'influence du facteur d'expansion β_{in} (déjà évoquée dans le paragraphe précédent) sur l'énergie libérée dans le sursaut dans le modèle de surface et sur la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos est exposée dans la section 5.3.1.

5.3.1 Influence de β_{in}

L'énergie libérée par le cannonball dans le rayonnement gamma, tout comme celle emportée par les neutrinos, varient en fonction des paramètres.

Energie libérée dans le sursaut, dans le modèle de surface

La figure 5.10 présente l'évolution de l'énergie libérée dans le sursaut en fonction du facteur de Lorentz de sortie γ_{out}. L'énergie est calculée dans le cadre du modèle de surface et les points consécutifs sont obtenus avec des valeurs de β_{in} différentes. Deux cas sont proposés, selon que β_{out} est nul ou non nul.

- Dans le cas où $\beta_{out} = 0$, les différentes courbes correspondent à des valeurs de facteur du Lorentz initial γ_{in} qui augmente selon le sens de la flèche (partie inférieure de la figure).

- Dans le cas où $\beta_{out} \neq 0$, γ_{in} est au contraire fixé et la valeur du facteur d'expansion β_{out} varie, ce qui correspond à un déplacement des courbes selon la flèche (partie supérieure de la figure). L'influence du facteur de Lorentz γ_{in} dans ce cas est présentée sur la figure 5.11. Le facteur de Lorentz de sortie augmente si γ_{in} est pris plus élevé, mais l'évolution de E_{GRB}^{Srf} en fonction de γ_{out} reste la même. Les autres paramètres sont fixés : $f_{M_{cb}} = 2$, $f_{M_{sn}} = 1$, $f_{R_{sn}} = 1$, et $n = 6$.

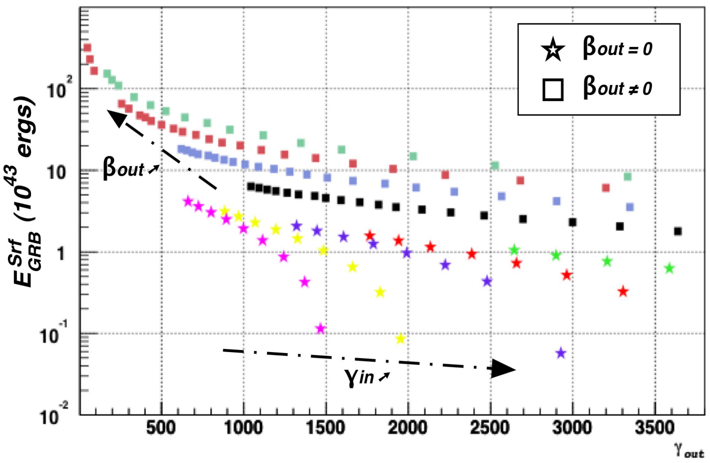


FIG. 5.10 – *Evolution de la quantité d'énergie libérée dans un sursaut (1 CB dans le modèle de surface) en fonction de γ_{out}, pour différentes valeurs de β_{in}. Si $\beta_{out} = 0$, le facteur γ_{in} influe. Si $\beta_{out} \neq 0$, c'est le facteur β_{out} qui influe*

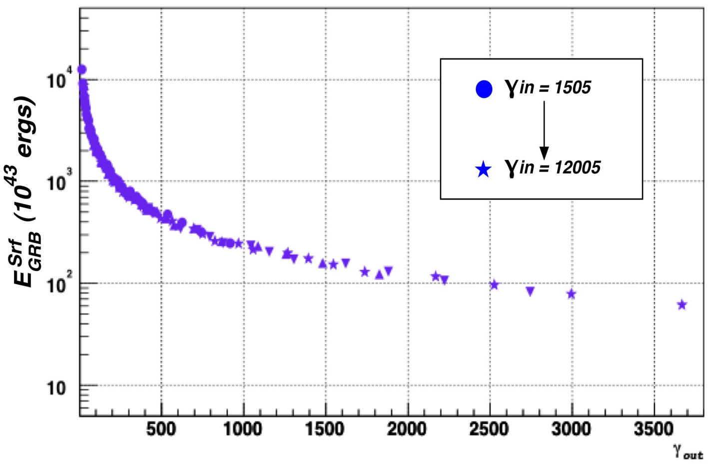


FIG. 5.11 – *Evolution de la quantité d'énergie libérée dans un sursaut (1 CB dans le modèle de surface) en fonction de γ_{out}, pour différentes valeurs de β_{in}, avec $\beta_{out} \neq 0$. Le facteur γ_{in} n'influe pas sur l'évolution.*

Fraction d'énergie emportée par les neutrinos

Les trois figures suivantes (5.12, 5.13 et 5.14) présentent l'évolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos en fonction du facteur de Lorentz de sortie. A nouveau, les points successifs sont obtenus avec différentes valeurs de β_{in}.

Sur ces trois figures, lorsque β_{in} augmente, le facteur de Lorenz de sortie du cannonball diminue car avec un rayon plus large, il est ralenti plus fortement dans le reste de supernova. A l'inverse, la fraction d'énergie emportée par les neutrinos augmente avec le facteur d'expansion initial. La contribution à la production de neutrinos à l'interface arrière (entre le cannonball et la zone choquée) apparaît clairement sur les trois figures lorsque le facteur de Lorentz de sortie du cannonball est le plus faible et la fraction d'énergie emportée par les neutrinos la plus grande, c'est à dire pour un cannonball dont l'expansion initiale est la plus élevée.

La figure 5.12 montre que l'influence de β_{out} n'est présente que pour des valeurs élevée de γ_{in}, et que la fraction emportée par les neutrinos augmente avec le facteur de Lorentz initial γ_{in}. Les figures 5.13 et 5.14 indiquent que les facteurs décrivant le reste de supernova n'influent pas sur la fraction d'énergie emportée par les neutrinos. Mais cet effet provient du choix des facteurs γ_{in}, plus faibles dans les cas où les facteurs β_{out} sont non nul ainsi que la figure 5.12 le montre. Le paragraphe suivant permet de voir que l'indice spectral de la décroissance de la densité dans les éjecta de supernova, n, peut influer dans ce cas.

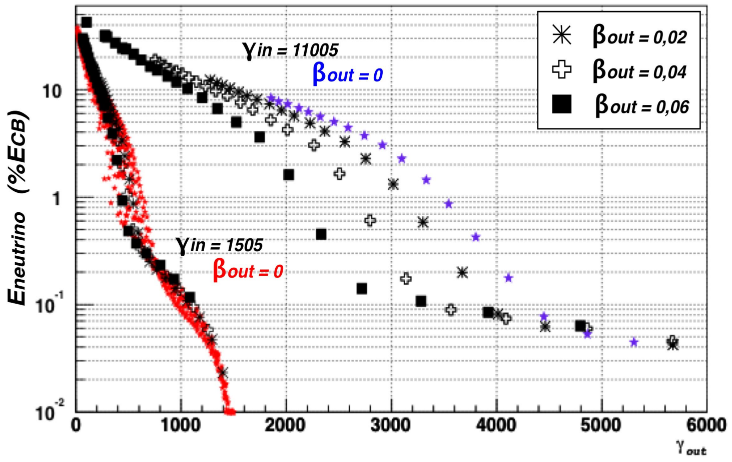


FIG. 5.12 – *Evolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos en fonction du facteur de Lorentz de sortie. Les points successifs en fonction de γ_{out} croissant, sont obtenus pour des valeurs de β_{in} décroissantes. Chaque courbes correspond à une valeur de β_{out} indiquée sur la figure.*

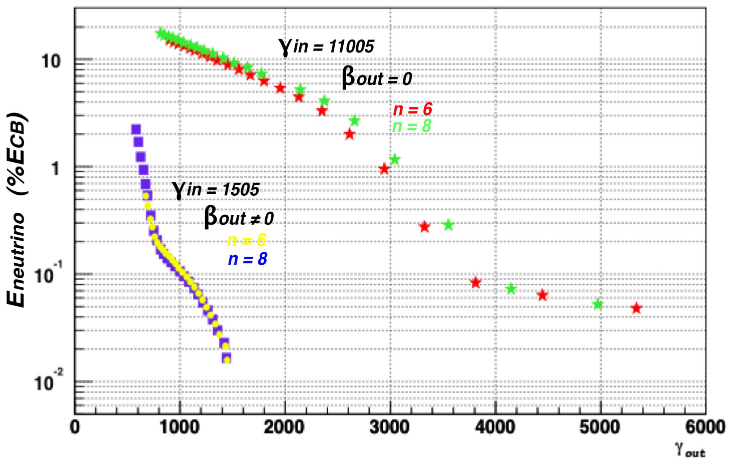


FIG. 5.13 – *Evolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos en fonction du facteur de Lorentz de sortie. Les points successifs en fonction de γ_{out} croissant, sont obtenus pour des valeurs de β_{in} décroissantes. Pour les valeurs de γ_{in} et β_{out} choisies, la valeur de n n'influe pas sur cette fraction d'énergie.*

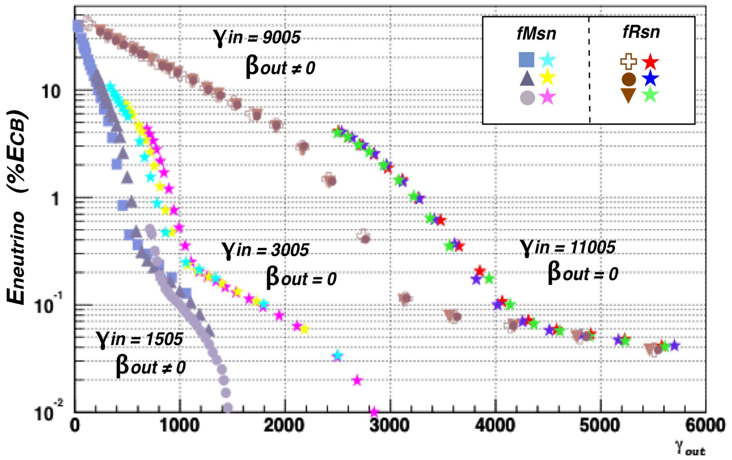


FIG. 5.14 – *Evolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos en fonction du facteur de Lorentz de sortie. Les points successifs en fonction de γ_{out} croissant, sont obtenus pour des valeurs de β_{in} décroissantes. Pour les valeurs de γ_{in} et β_{out} choisies, les valeurs de $f_{M_{SN}}$ et de $f_{R_{SN}}$ n'influent pas sur cette fraction d'énergie.*

5.3.2 Influence de tous les paramètres d'initialisation

Dans ce paragraphe les paramètres sont fixés selon le tableau 5.3, et un seul des paramètres varie. L'évolution en fonction de ce paramètre, de chaque caractéristique du sursaut (pour un cannonball), est étudiée selon que β_{out} est égal à zéro ou différent de zéro. Les caractéristiques calculées par le modèle sont l'énergie du sursaut émis dans le modèle de surface ou de volume (E_{GRB}^{Srf}, E_{GRB}^{Vol}), l'énergie totale emportée par les neutrinos (E_{ν}^{tot}), la fraction de l'énergie emportée par les neutrinos par rapport à l'énergie du cannonball ($E_{\nu}(\%E_{CB})$), et le facteur de Lorentz de sortie du cannonball (γ_{out}).

γ_{in}	9005
β_{in}	0,1
β_{out}	0 ou 0,04
$f_{M_{CB}}$, $f_{M_{SN}}$, $f_{R_{SN}}$	1
n	4

TAB. 5.3 – *Valeurs utilisées pour fixer le paramètre qui ne varie pas, dans les figures d'évolution des caractéristiques des cannonballs.*

Les figures 5.15 et 5.16 présentent la fraction d'énergie emportée par les neutrinos. On peut voir que l'influence de n est faible lorsque le facteur d'expansion β_{out} est nul. Si ce dernier n'est pas nul, alors l'influence de n sur la production relative de neutrinos est nettement plus importante. Ceci n'apparaît pas sur la figure 5.13 dans le paragraphe précédent, car le facteur γ_{in} est petit.
On peut remarquer que la fraction d'énergie emportée par les neutrinos diminue avec γ_{in}, ce qui semble contradictoire avec les conclusions des paragraphes 5.3.1 et 5.1. Mais la masse du cannonball, et son énergie initiale dépendent de γ_{in} (équation 4.1). Lorsque γ_{in} augmente, l'énergie du cannonball E_{CB} reste constante, mais la masse du cannonball M_{CB} diminue. Donc le nombre de nucléons incidents diminue et l'énergie totale emportée

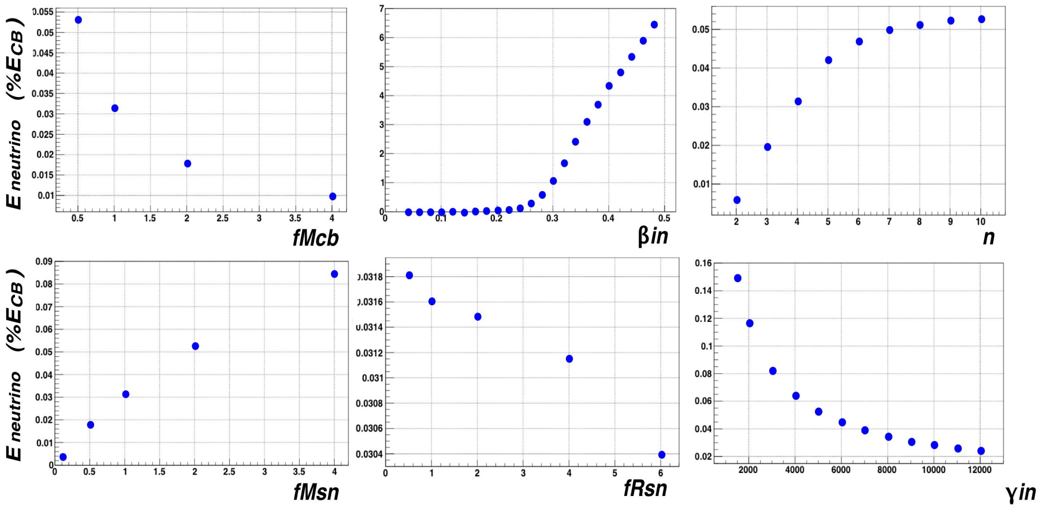


FIG. 5.15 – *Evolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos, en fonction d'un des paramètres du modèle, si $\beta_{out} = 0$.*

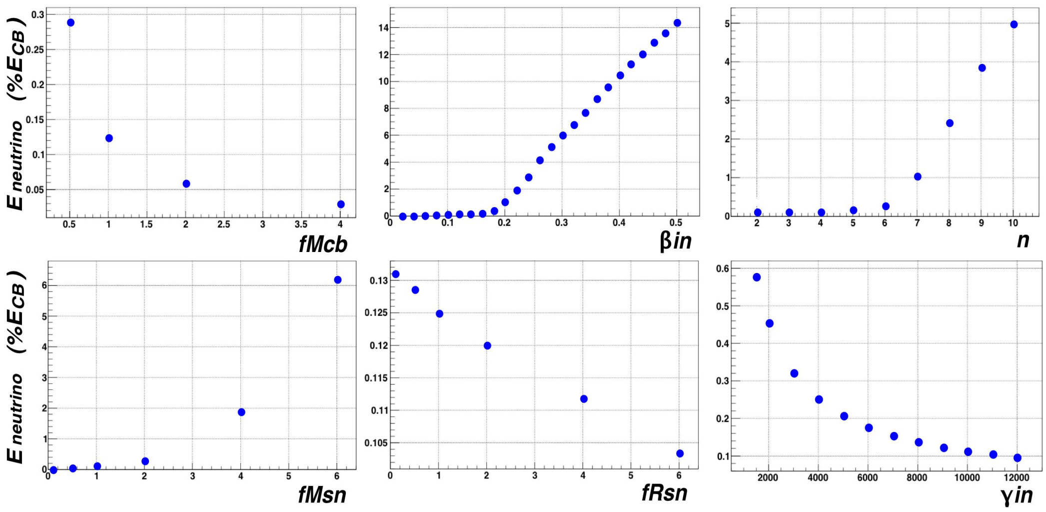


FIG. 5.16 – *Evolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos, en fonction d'un des paramètres du modèle, si $\beta_{out \neq 0}$.*

par les neutrinos diminue (voir figure B.3 en annexe). Avec E_{CB} constant, le pourcentage d'énergie du cannonball emporté par les neutrinos diminue.
La quantité d'énergie emportée par les neutrinos diminue si le paramètres $f_{M_{CB}}$ augmente. Dans ce cas, l'énergie du cannonball augmente avec sa masse. En annexe, les figures B.2 et B.3 montrent l'évolution de l'énergie totale emportée par les neutrinos pour les différents paramètres du modèle. On voit que si $\beta_{out} = 0$, l'énergie totale augmente avec $f_{M_{CB}}$. Cette augmentation est moins rapide que E_{CB}, donc la fraction d'E_{CB} emportée diminue. Dans le cas où β_{out} est non nul, l'énergie totale emportée par les neutrinos diminue avec $f_{M_{CB}}$. Ceci s'explique par la diminution de masse d'éjecta absorbée quand $f_{M_{CB}}$ augmente (voir figure B.5). Donc la fraction d'énergie emportée par les neutrinos diminue.
Les autres figures qui représentent l'évolution des caractéristiques en fonction de tous les paramètres sont présentées en annexe B.

Dans la suite nous présentons la sélection des ensembles de paramètres choisis pour évaluer le flux de neutrinos. L'évaluation du flux est présentée dans la section 5.4, et donne des exemples de flux obtenus.

5.3.3 Sélection d'un certain nombre d'ensemble de paramètres

Le balayage de l'espace des paramètres permet un grand nombre de valeurs initiales possible pour le système cannonball + reste de supernova. Les contraintes qui sont susceptibles de restreindre ce choix sont données par les observations des sursauts gamma. On suppose qu'il faut environ une dizaine de cannonballs pour composer un sursaut car un sursaut comporte en moyenne environ une dizaine de pulses. Une autre contrainte provient du modèle lui-même; le facteur de Lorentz de sortie (γ_{out}) doit être de l'ordre de 1000. Ces valeurs sont confirmées par les ajustements sur les données de rémanence (*afterglow*) pour les sursauts dont le redshift a pu être déterminé [101]. L'énergie libérée par un cannonball est de l'ordre de 10^{43} erg, et le facteur de Lorentz de sortie est compris entre 500 et 1400.
Pour réduire le choix des paramètres initiaux, une sélection est faite en fonction du facteur de Lorentz de sortie du cannonball qui doit être de 1000 ($\pm 5\%$), et de l'énergie disponible pour le sursaut (modèles de surface et de volume) : il doit être de 10^{43} erg ($\pm 5\%$). Ceci réduit à un peu plus 300 le nombre d'ensembles de paramètres possibles dans le modèle de volume (dont les 2/3 ont $\gamma_{in} = 1005$) et à plus 360 dans le modèle de surface. Pour évaluer le flux de neutrinos issus d'un cannonball, une deuxième sélection est faite pour obtenir des ensembles de paramètres représentatifs en ce qui concerne la production de neutrinos, avec des facteurs de Lorentz initiaux étalés entre 1005 et 12005 et selon les deux scénarios d'expansion présentés dans la section 5.1. Finalement, 7 ensembles de paramètres seront utilisés pour estimer le flux de neutrinos dans la section suivante. Ces paramètres sont donnés dans le tableau 5.4.

TAB. 5.4 – *Paramètres utilisés pour évaluer le flux de neutrinos et la sensibilité d'*ANTARES *à ces neutrinos.*

Modèle	$run\#$	γ_{in}	β_{in}	β_{out}	fM_{CB}	fM_{SN}	fR_{SN}	n
Surface	$run0$	1005	0,02	0,02	2	0,1	0,5	5
	$run1$	4005	0,38	0	6	4	0,5	4
	$run2$	9005	0,16	0,16	1	0,1	0,1	8
	$run3$	10005	0,48	0	1	2	1	5
Volume	$run0$	1005	0,06	0,06	2	2	0,1	2
	$run1$	4005	0,02	0,02	0,5	1	1	3
	$run2$	10005	0,08	0,08	1	1	0,1	4

5.4 Flux de neutrinos

Outre la distance de la source à la Terre, l'angle de vue est un facteur important dans le modèle des Cannonballs. En effet les neutrinos, tout comme les photons, sont fortement collimés dans un cône d'ouverture d'environ $1/\gamma_{out}$. L'angle de vue est l'angle entre la direction du jet et la direction de la Terre. Pour évaluer l'influence de cet angle, il suffit de sélectionner les neutrinos (muoniques), simulés dans les codes *Geant* et *PYTHIA*, dont la direction $\overrightarrow{P_{\nu_\mu}}$ est proche de cet angle de vue. La distribution neutrinos, obtenue après sélection, est divisée par la surface (sur Terre) que découpe le cône délimité par l'angle solide compris entre θ et $\theta + \Delta\theta$:

$$D_S = (\frac{D_L(z)}{1+z})^2 \, 2\pi \, sin(\theta_v + \frac{\Delta\theta}{2}) \, \Delta\theta \tag{5.2}$$

avec $D_L(z)$ la distance de luminosité (voir annexe A.2.1), et $\Delta\theta$ l'intervalle dans lequel la direction des neutrinos est sélectionnée. La valeur de $\Delta\theta$ est choisie la plus petite possible tout en ayant suffisamment de statistique pour un ajustement ; elle est choisie à 0,0002. Sur les distributions ainsi obtenues, sont ajustées des fonctions de la forme :

$$F_\nu(E_\nu) = A_0 \, E^{A_1} \, e^{-A_2 \, E} \tag{5.3}$$

Deux exemples d'ajustements sont présentées sur les figures 5.17 et 5.18. La grandeur représentée est proportionnelle au nombre de neutrinos par unité d'énergie (GeV) et par unité de surface (cm^2). La figure 5.17 est l'ajustement sur la distribution de neutrinos produits à l'interface avant, avec les paramètres $run2$ dans le modèle de surface (tableau 5.4), et dans une direction $\theta_v = 2 \times 10^{-4}$. La figure 5.18 est l'ajustement sur la distribution de neutrinos produits à l'interface arrière, avec les paramètres $run3$ dans le modèle de surface (tableau 5.4) et dans une direction $\theta_v = 1 \times 10^{-4}$. Le nombre de neutrinos est normalisé au nombre de nucléon de cannonball pour les neutrinos produits à l'interface arrière, et au nombre de nucléon-cible d'éjecta de supernova pour les neutrinos produits à l'interface avant (en tenant compte de la multiplicité des pions produits avec *PYTHIA* ou *Geant*).

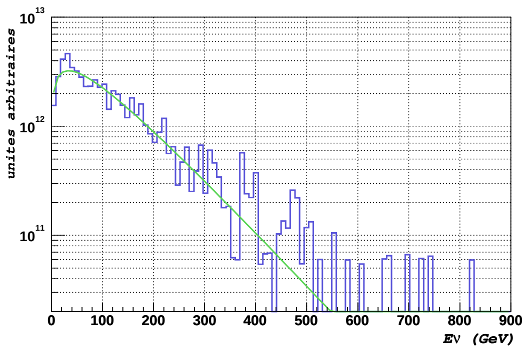


FIG. 5.17 – *Exemple d'ajustement de la distribution en énergie des neutrinos muoniques produits au choc avant, pour un cannonball, dans le modèle de surface. Il s'agit du run2 à un angle de vue de* 2×10^{-4}.

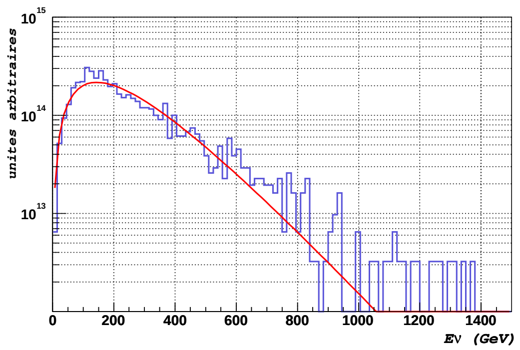


FIG. 5.18 – *Exemple d'ajustement de la distribution en énergie des neutrinos muoniques produits au choc arrière, pour un cannonball, dans le modèle de surface. Il s'agit du run3 à un angle de vue de* 1×10^{-4}.

L'énergie des neutrinos est déplacée avec le redshift z, et l'énergie des neutrinos qui parviennent au niveau de la Terre, est diminuée d'un facteur $(1 + z)$. La figure 5.19 montre un exemple de flux de neutrinos qui peuvent être observés sur Terre. Les deux contributions (choc avant et choc arrière) sont présentées, pour un cannonball dont la direction est celle de la Terre ($\theta_v = 0$) et avec $z = 1$.

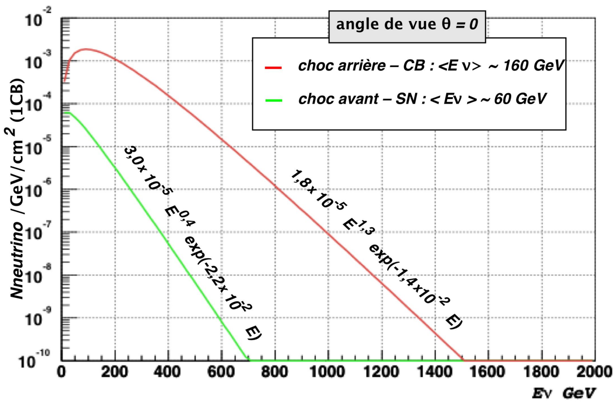


FIG. 5.19 – *Flux de neutrinos muoniques par GeV par cm*^{2}*, produit par un cannonball particulier. Les contributions des choc avant et arrière sont présentées. Il s'agit du run*3 *dans le modèle de surface, avec un angle de visée de 0.*

Conclusion

Ce chapitre a présenté des exemples de paramètres évoluant en fonction du temps dans le référentiel du reste de supernova, ainsi que le calcul du flux de neutrinos atteignant la Terre.
Les facteurs d'expansion se sont révélés être des paramètres importants qui influent sur l'évolution du cannonball dans les éjecta de supernova. Les autres paramètres jouent également un rôle non négligeable dans l'estimation de la production de neutrinos, et donc du flux de neutrinos arrivant sur Terre. Mais comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre suivant, c'est l'angle de visée, l'angle entre direction du jet et celle de la Terre vue depuis la source, qui sera le plus déterminant.

Chapitre 6

Analyse

La production de neutrinos apparaît naturellement dans le modèle des Cannonballs. Pour certains paramètres du modèle, les neutrinos peuvent être produits en grand nombre. Mais leur énergie est de l'ordre de quelques centaines de GeV et les détecteurs sont optimisés pour la détection de neutrinos dont l'énergie est supérieure au TeV. De plus, lorsque l'angle de vue augmente, l'énergie et le nombre de neutrinos diminuent. En effet, les neutrinos les plus énergétiques sont distribués plus au centre du cône du jet où ils sont aussi les plus nombreux. Heureusement, l'information sur la direction du sursaut et de la durée des GRB détectés par les satellites, permet de réduire le bruit de fond dans la mesure du flux de neutrinos.
Cette réduction du bruit de fond est présentée dans la section 6.1. Les simulations qui nous permettent d'établir le nombre d'événements issus du bruit de fond et du signal dans le détecteur ANTARES sont présentées dans la section 6.2. Ces simulations permettent également de calculer la surface effective d'ANTARES (section 6.3) avec laquelle le nombre d'événements attendus peut être obtenu directement. Les résultats sont présentés dans la section 6.4. Enfin la section 6.5 présente une discussion de ces résultats.

6.1 Observation de sursauts en corrélation avec ANTARES

L'observation des neutrinos associés aux sursauts gamma a cette particularité que l'on connaît d'une part la direction des neutrinos et d'autre part, la durée de l'émission et à quel moment elle a eu lieu. Ces deux informations, temporelle et angulaire, sont donnée par les satellites[1]. Elles permettent de réduire significativement le bruit de fond. Les deux composantes de cette réduction sont présentées dans cette section. L'étude de la sensibilité du détecteur ANTARES requiert l'évaluation de la probabilité de détection associée au nombre d'événements de signal attendus et par celle du bruit de fond. Elle est expliquée dans le paragraphe 6.1.2.

1. Un programme spécifique pour le déclenchement et le format d'acquisition est actuellement développé au sein de la collaboration ANTARES [123]

6.1.1 Réduction du bruit de fond

Réduction temporelle

A. Kouchner a étudié la durée d'émission des sursauts, à partir du catalogue 4B du détecteur BATSE [96]. L'hypothèse utilisée (sur laquelle nous reviendrons à la fin de ce paragraphe) est que la «courbe de lumière des neutrinos» suit exactement la courbe de lumère du sursaut gamma. La quantité de signal intégré dans le temps dépend donc du temps d'observation. De ce même temps d'observation, dépend la quantité de bruit de fond intégré. La durée des sursauts gamma varie de l'un à l'autre. Si l'on observe tous les sursauts avec un temps d'observation égal à la durée maximale observée des sursauts, une grande partie de l'observation consistera en un bruit de fond dominant car le plus souvent, le signal sera enregistré pendant un temps plus court que ce temps d'observation. Le temps d'observation pour un sursaut donné, est donc plutôt défini à partir du temps T_{90} de BATSE, selon :

$$T_{obs} = \min(T_{90}, T_{max}) \tag{6.1}$$

où T_{max} est le temps d'observation maximal autorisé pour tous les sursauts. Le temps d'observation a été calculé pour chacun des 1234 sursauts enregistrés et répertoriés dans le catalogue 4B de BATSE. Le temps moyen d'observation doit être évalué afin d'intégrer un maximum de signal pour un minimum de bruit de fond, dans le but d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Les figures 6.1 et 6.2, tirées de cette analyse, montrent la fraction de signal intégré en fonction du temps d'observation, et le temps moyen d'observation par sursaut pour un temps maximal d'observation fixé. On peut voir que plus de 80% du signal est enregistré avec 100 s d'observation, et que ce pourcentage passe à 95% pour une observation de 230 s. Pour 230 s, le temps effectif moyen T_{moy}, est de 35 s par sursaut. Ainsi, si pendant une durée T on observe N_{GRB}, le temps d'observation utilisé

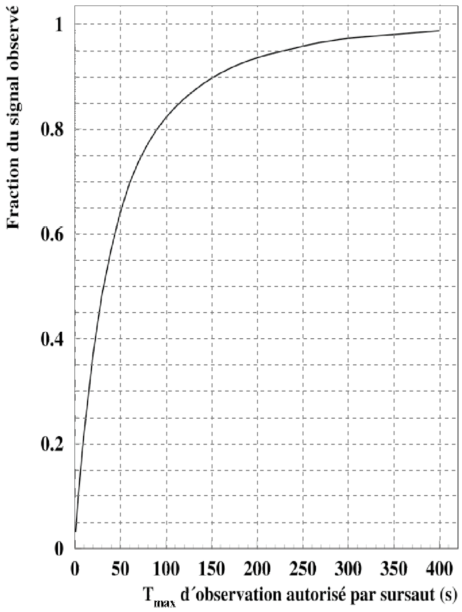


FIG. 6.1 – *Fraction du signal observé en fonction du temps d'observation [96].*

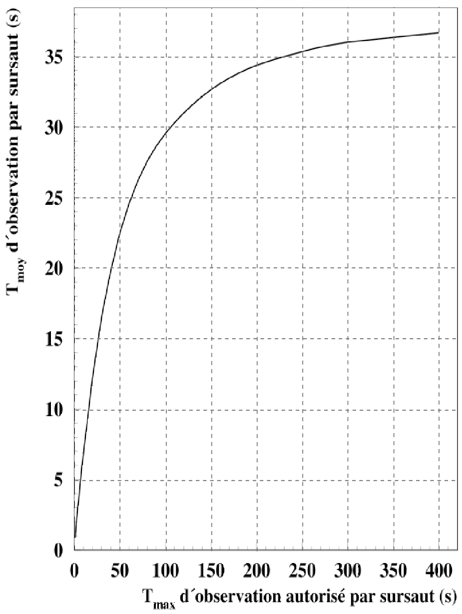


FIG. 6.2 – *Temps moyen d'observation en fonction du temps maximal d'observation [96].*

sera $N_{GRB} \times T_{moy}$. Le nombre d'événements de bruit de fond N_{bdf} associé à cette durée T sera réduit à $N_{bdf}\ r_T$, où r_T est le facteur de réduction temporel du bruit de fond pour N_{GRB} :

$$r_T = \frac{T_{moy}}{T} \tag{6.2}$$

Ce facteur de réduction sur le temps d'observation est tout à fait spécifique aux sources dont le temps d'émission est connu. Il est donc adapté à l'étude des sursauts gamma.

Selon A. Kouchner, l'hypothèse de départ, quant à avoir un flux de neutrino qui suive le flux des photons gamma, est une hypothèse discutable. Dans le cadre du modèle Cannonball, c'est une hypothèse valable ; les neutrinos sont produits tout au long du parcours du cannonball dans les éjecta de supernova, et les sursauts sont composés de plusieurs cannonballs. L'émission du sursaut n'a lieu que lorsque le cannonball émerge du reste de la supernova, mais la durée de sa traversée est de l'ordre de quelques ms (inférieurs à la largeur typique d'un pulse du sursaut) dans le référentiel de l'observateur.

Réduction angulaire

Les sursauts gamma sont des sources ponctuelles ; ils n'apparaissent que dans une fenêtre réduite de la voûte céleste. La direction de la source est connue avec une précision $\delta\theta$, le signal est donc observé dans un angle solide $\delta\Omega$:

$$\delta\Omega = 2\pi \int_0^{\delta\theta} sin\alpha\, d\alpha \ = \ 2\pi\,(1 - cos\delta\theta)\ \approx \pi\,\left(\delta\theta\right)^2 \tag{6.3}$$

Si le nombre d'événements de bruit de fond N_{bdf} sur tout l'angle solide Ω, est connu, alors le nombre d'événements de bruit de fond dans l'angle solide $\delta\Omega$ devient $N_{bdf}\ r_\Omega$, où r_Ω est le facteur de réduction angulaire du bruit de fond, qui vaut :

$$r_\Omega = \frac{\delta\Omega}{\Omega} \tag{6.4}$$

Ce facteur de réduction angulaire est commun à toutes les études sur les sources ponctuelles.
La valeur de $\delta\theta$ provient de la résolution angulaire des instruments placés sur les satellites et de la résolution du télescope à neutrinos. La résolution angulaire des satellites s'est fortement améliorée ces dernières années ; elle est meilleure que 1°. La résolution d'ANTARES aux énergies des neutrinos éventuellement produits par les sursauts gamma dans le modèle des Cannonballs est moins fine ; elle est d'environ 2° à 50 GeV (cf. figure 2.33). Dans la suite, la valeur de la résolution angulaire est prise à 3°, ce qui permet de garder les neutrinos (du signal) dont l'énergie est inférieure à 50 GeV.

Facteur de réduction

Mis en commun, les facteurs de réduction temporelle et angulaire conduisent à un facteur de réduction du bruit de fond R_{bdf}, pour l'observation de N_{GRB} de :

$$R_{bdf} = N_{GRB}\ r_T\ r_\Omega \tag{6.5}$$

En prenant 230 s comme temps limite d'observation par sursaut, 95% du signal est observé, et le temps moyen d'observation par sursaut est de 35 s. Le facteur de réduction temporelle sur une année, pour un sursaut, vaut $35/(3600 \times 24 \times 365) \simeq 1{,}1 \times 10^{-6}$. Le facteur de réduction angulaire, pour une précision de 3^o est de $\simeq 1{,}4 \times 10^{-3}$. Le facteur de réduction de bruit de fond pour environ 1 GRB/jour pendant un an, devient :

$$R_{bdf} \simeq 5{,}6 \times 10^{-7} \tag{6.6}$$

6.1.2 Probabilité de détection

Le bruit de fond (B) et le signal (S) permettent de déterminer la sensibilité d'ANTARES pour un signal de neutrinos. La loi de Poisson donne la probabilité d'observer N événements si n sont attendus :

$$P_N(n) = \frac{n^N}{N!} e^{-n} \tag{6.7}$$

Si N événements sont observés, le niveau de confiance $C_N(n)$ de cette mesure est donné par la probabilité d'observer ces N événements, ou plus :

$$C_N(n) = \sum_{i=N}^{\infty} P_i(n) \tag{6.8}$$

Il est nécessaire de rejeter l'hypothèse d'une fluctuation statistique du bruit de fond ; on choisit une valeur limite du niveau de confiance C_l, en dessous de laquelle les événements observés sont supposés ne pas venir du bruit de fond. Le nombre d'événements N_l que l'on doit observer doit satisfaire le relation :

$$C_{N_l}(B) = \sum_{i=N_l}^{\infty} P_i(B) \le C_l \tag{6.9}$$

La probabilité de détection d'un signal de neutrinos associé à un sursaut gamma est la probabilité d'observer au moins N_l événements :

$$P(S) = \sum_{i=N_l}^{\infty} P_i(S+B) \tag{6.10}$$

La sensibilité d'ANTARES aux «sursauts neutrino» sera déterminée de cette façon.

On a vu que le bruit de fond peut être réduit d'un facteur égal à $5{,}6 \times 10^{-7}$ (eq. 6.6), tout en gardant 95 % du signal ; les paragraphes suivants montrent les simulations permettant d'évaluer le nombre d'événements de bruit de fond et de signal attendus.

6.2 Simulations

La simulation Monte Carlo a cela de délicat qu'elle doit représenter correctement la réalité (telle qu'on la connaît) en un temps de calcul qui ne soit pas démesurément long. C'est pourquoi les volumes utilisés pour la génération des neutrinos ainsi que pour la propagation et la détection des muons induits ne sont pas les mêmes.
Le volume instrumenté du détecteur est défini par les lignes et leur emplacement : c'est un cylindre dont le centre coïncide avec le barycentre du détecteur et dont la hauteur et le diamètre sont donnés par la position et la hauteur des lignes. La lumière produite par le

passage d'un muon est détectable même si le muon ne passe pas exactement dans le volume instrumenté du détecteur, car la lumière se propage sur plusieurs dizaines de mètres. Le volume instrumenté, augmenté dans toutes les directions d'une distance L définie, devient le volume de propagation appelé «canette». Typiquement la longueur L vaut 3,5 fois la longueur d'absorption. Le volume de génération, dans lequel les interactions des neutrinos sont simulées, est déterminé par le parcours maximum d'un muon produit. Les différents volumes sont illustrés figure 6.3.

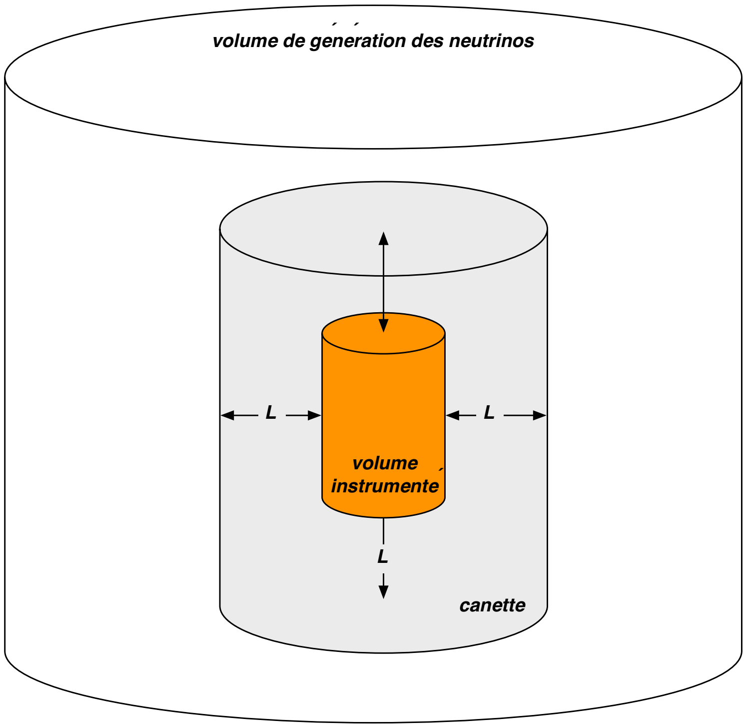


FIG. 6.3 – *Illustration du volume de génération des neutrinos, de la canette et du volume instrumenté.*

6.2.1 Génération

a) Les neutrinos montants

Le signal, c'est à dire les neutrinos provenant de la source étudiée ainsi que les neutrinos atmosphériques sont générés à l'aide du programme *GenHEN* [126], [127], [128]. Le domaine de génération en énergie demandé est divisé en 10 intervalles égaux en échelle logarithmique. Les neutrinos sont générés selon un intervalle zénithal et un flux au choix de l'utilisateur. Le volume de génération est déterminé pour chacun des intervalles en énergie (le nombre d'événements final est renormalisé par la suite).
Lors de la génération, des poids sont calculés. Ils permettent de retrouver le flux utilisé pour la génération, le flux de neutrinos atmosphériques, ou encore un flux quelconque que l'on veut étudier. Par la suite il suffira d'affecter ce poids à chaque événement pour obtenir les distributions qui correspondent au flux désiré.

Les poids

Les poids les plus couramment utilisés, selon la nomenclature d'ANTARES, sont $w1$, $w2$ et $w3$.

- $w1$ est soit le volume de la canette (dans le cas d'événements contenus) soit la surface effective (pour les événements non-contenus) multipliée par le parcours effectif du muon (R_μ). Le choix se fait selon l'énergie du neutrino considéré.

- $w2$ correspond au poids de génération, il est différent pour chaque événement. Ce poids est défini comme :

$$w2 = V \; I_\theta \; I_E \; E^\gamma \; \sigma(E) \; \rho \, \mathcal{N}_A \; P_{Terre} \; F \tag{6.11}$$

  avec :
  - $V = w1$.
  - $I_\theta = 2\pi(cos(\theta_\nu^{min}) - cos(\theta_\nu^{max}))$, est le facteur angulaire de l'espace des phases.
  - I_E est le facteur en énergie, de l'espace des phases ; il vaut :

$$\frac{E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma}}{1-\gamma} \quad \text{si} \quad \gamma \neq 1 \qquad \text{et} \qquad ln(\frac{E_{max}}{E_{min}}) \quad \text{si} \quad \gamma = 1 \tag{6.12}$$

  - E^γ prend en compte le flux utilisé pour la génération, avec γ l'indice spectral de la loi de puissance de ce flux ($E^{-\gamma}$).
  - $\sigma(E)$ est la section efficace totale des neutrinos.
  - $\rho \, \mathcal{N}_A$ est le nombre de nucléons-cible par m^3.
  - P_{Terre} est la probabilité qu'un neutrino traverse la Terre, elle est dépendante de E_ν et de θ_ν.
  - F est le nombre de secondes par an.

  La dimension de $w2$ est [GeV m^2 sr s an^{-1}], donc la distribution des neutrinos générés, pondérés par $w2$ peut être considérée comme uniforme en énergie.

- $w3 = w2 \times \Phi$, où Φ est le flux de neutrinos atmosphériques selon le groupe Bartol [124], [125]. La dimension de $w3$ est un taux d'événements par an ; pondérer par $w3$ en divisant par le nombre total d'événements engendrés permet d'obtenir le nombre de neutrinos atmosphériques visible par ANTARES en 1 an.

Une autre méthode permet de retrouver un flux particulier de neutrinos ; en passant par le volume ou la surface effective (suivant la gamme d'énergie considérée). La surface effective est présenté à la section 6.3.
Une grande production Monte Carlo a été effectuée sur un large intervalle en énergie. Les neutrinos utilisés pour simuler ceux qui seraient produits par des cannonballs, sont générés entre 10 GeV et 10^7 GeV et distribués uniformément en cosinus de l'angle zénithal.

b) Les muons atmosphériques

Les muons atmosphériques sont issus de l'interaction de rayons cosmiques (les particules primaires) avec des noyaux de la haute atmosphère. Les muons produits peuvent atteindre les télescopes à neutrinos et, s'ils sont par erreur reconstruits montants (alors qu'ils sont descendants), ils représentent un bruit de fond non négligeable (voir paragraphe 2.1.3).

La génération de la gerbe et sa propagation jusqu'au niveau de la mer est simulée par *HEMAS* [129], [130]. Le flux des particules primaires est séparé selon 5 groupes : protons, hélium, CNO, Mg-Si et noyaux lourds, et chacun de ces groupes z suit un flux :

$$\Phi_{true} = \frac{d\Phi_z}{dE}(E) = \Phi_z^0 \ E^{\gamma_z} \ \left(1 + (\frac{E}{\hat{E}_z})^{\epsilon_c}\right)^{(\gamma_c - \gamma_z)/\epsilon_c} \tag{6.13}$$

avec les paramètres Φ_z^0, γ_z, $\hat{E}_z$, γ_c et ϵ_c différents selon le groupe. La production se fait comme pour les neutrinos montants, par intervalles d'énergie et d'angle zénithal. Un système de pondération est également défini pour ce programme. Il permet de retrouver le flux de chaque groupe de particules primaires.

Les poids

- $w2$ est défini d'une manière très proche du poids $w2$ de la génération des neutrinos ; il est exprimé avec les mêmes variables, sauf qu'il s'agit ici de muons descendants, donc la section efficace et la probabilité de traverser la Terre n'apparaissent pas :

$$w2 = V \ I_\theta \ I_E \ E^\gamma \ F. \tag{6.14}$$

- $w3 = w2 \times \Phi$, où Φ est le flux utilisé pour la génération.

- T_l est le temps actif de l'événement, il est estimé avec $N_{gen}/ < w3 >$.

Chaque événement est pondéré avec $\Phi_{true}/T_l \times w2/w3$.

Les muons sont ensuite propagés jusqu'à la canette avec le programme *PROPMU*. Celui-ci prend en compte la perte d'énergie du muon sur son parcours selon les processus définis au paragraphe 2.1.2a).

A la suite de la génération, les muons simulés sont propagés jusqu'au détecteur, puis reconstruits avec les mêmes programmes.

6.2.2 Propagation des muons

A ce point, aussi bien les muons induits par les neutrinos que les muons atmosphériques sont propagés avec le même programme : *KM3*.
KM3 est basé sur *Geant* [118]. Il simule les muons, toutes les particules secondaires, et il reproduit également la réponse des photomultiplicateurs. Quand les muons et les particules secondaires sont propagées, elles perdent leur énergie selon les processus présentés au paragraphe 2.1.2a). Les photons Čerenkov, les photons produits par le potassium 40 et la composante continue de la bioluminescence sont également générés dans *KM3*. Le ^{40}K et la composante continue du bruit de fond optique sont estimés correspondre à un taux de comptage de 60 kHz qui s'ajoute au signal sur les photomultiplicateurs. Les pics de bioluminescence ne sont pas inclus. La simulation complète de la réponse de l'ARS a été entreprise, mais n'est pour l'instant pas prise en compte dans les simulations [55]. Une simulation simplifiée est toutefois utilisée ; les 2 ARS y sont inclus (voir § 2.3.1c)), en utilisant leur temps d'intégration et leur temps mort combinés à une résolution sur le gain.

6.2.3 Reconstruction

La reconstruction est la dernière étape de la simulation. Elle est un facteur important pour les performances du détecteur. La reconstruction brièvement présentée ici, est une des plus récentes et des plus performantes. Elle est particulièrement optimisée pour des muons d'énergie supérieure à 50 GeV, ce qui est une limite tout à fait acceptable pour l'étude qui nous intéresse. Et même pour les énergies inférieures à 50 GeV, cette stratégie reste des plus performantes [131].

a) Principe

La reconstruction est basée sur les impulsions reçues par les photomultiplicateurs. L'information dont on dispose sont les positions, les temps et les amplitudes de ces impulsions. Une première étape consiste à sélectionner les impulsions. La première sélection exige que les impulsions soient en coïncidence locale sur un étage dans une fenêtre de 20 ns. Ce premier filtre permet de garder 55% des impulsions du signal et ne garde qu'une fraction 10^{-3} des impulsions dues au ^{40}K. Puis on impose que les impulsions soient causales ; si deux photons Čerenkov sont émis par la même trace en 2 points séparés d'une distance Δx et avec un écart temporel de Δt, alors $\Delta x/\Delta t$ doit être compatible avec une vitesse de propagation comprise entre celle de la lumière dans l'eau (c/n) et celle du muon (c). Pour prendre en compte les fluctuations dues à la diffusion de la lumière, une fenêtre de tolérance de 20 ns est admise. La fraction des impulsions provenant du muon est doublée et les impulsions provenant du ^{40}K sont réduites d'environ 15%.
Les impulsions sélectionnées sont utilisées pour l'ajustement des traces. C'est cet ajustement qui constitue la reconstruction proprement-dite. Elle est composée de 4 étapes d'ajustements successifs.

1. La première est un pré-ajustement linéaire basé sur la minimisation du χ^2 à partir des positions et des temps des impulsions enregistrées et sélectionnées. Une contrainte est ajoutée : la vitesse du muon est prise égale à la vitesse de la lumière dans le vide. Ce pré-ajustement donne une estimation grossière des paramètres de la trace.
2. A partir de ces paramètres, 8 traces sont générées, puis sélectionnées ; les résidus (différence entre le temps d'arrivée théorique des photons et celui obtenu par ajustement) doivent être < 250 ns, et le photon Čerenkov doit avoir parcouru une distance inférieure à 100 m. Cette étape permet de rejeter des solutions secondaires compatibles avec les impulsions mais qui ne correspondent pas à la réalité.
3. Ces traces sont utilisées comme point de départ pour une méthode d'ajustement appelée «M-estimator» [131], suivie d'une sélection par une méthode de maximum de vraisemblance utilisant une fonction de densité de probabilité simplifiée. La trace ayant le meilleur ajustement (la plus grande vraisemblance) est utilisée pour l'ajustement final.
4. L'ajustement final est également effectué par une méthode de maximum de vraisemblance qui utilise des fonctions de densité de probabilité complètes, à partir de la trace obtenue à l'étape précédente.

b) Coupures de qualité

Les traces définies comme *bien reconstruites* doivent satisfaire des coupures sur la valeur du maximum de vraisemblance par degré de liberté. Ces coupures, optimisant la

résolution angulaire, sont étudiées dans [131]. L'application de ces coupures permet de réduire très significativement le bruit de fond. Le tableau 6.1 donne le facteur de réduction sur le nombre d'événements de bruit de fond, c'est à dire la réduction sur le nombre de neutrinos atmosphériques et le nombre de muons atmosphériques. La réduction sur le nombre d'événements provenant du signal y est également indiquée.
Le nombre d'événements provenant du signal est réduit de façon importante, mais une bonne résolution sur les événements est nécessaire, et correspond à la résolution de 3° d'ANTARES aux énergies les plus basses (figure 2.33). Ce sont les critères de qualité qui assurent la bonne résolution.

TAB. 6.1 – *Facteur de réduction entre le nombre d'événements obtenu avant et après coupures.*

	facteur de réduction
signal (1 CB)	0,21
ν atmosphériques	$7{,}5\times10^{-4}$
μ atmosphériques	$9{,}1\times10^{-5}$

6.2.4 Exemple

a) Le signal

Le flux de neutrinos a été estimé au chapitre précédent pour différents ensembles de paramètres du modèle proposé dans cette thèse. Un exemple, utilisé ici, est présenté figure 6.4. Il s'agit du flux de neutrinos pour un cannonball unique, sachant qu'environ une dizaine comme celui-ci seront nécessaires pour produire un sursaut gamma. En incluant la pondération des événements issus de la simulation, on obtient le nombre d'événements dans ANTARES, présenté figure 6.5 par classe statistique (bin) d'énergie du neutrino incident. Le nombre d'événements est présenté à trois étapes : au niveau de la reconstruction brute, après sélection par les coupures de qualité et après sélection des événements dont l'angle entre le neutrino généré et le muon reconstruit est inférieur à 3°. Ce sont ces derniers qui représentent le signal car ils sont contenus dans le cône de résolution angulaire du détecteur. Cette dernière coupure ne réduit pas le nombre d'événements sélectionnés par les coupures de qualité.

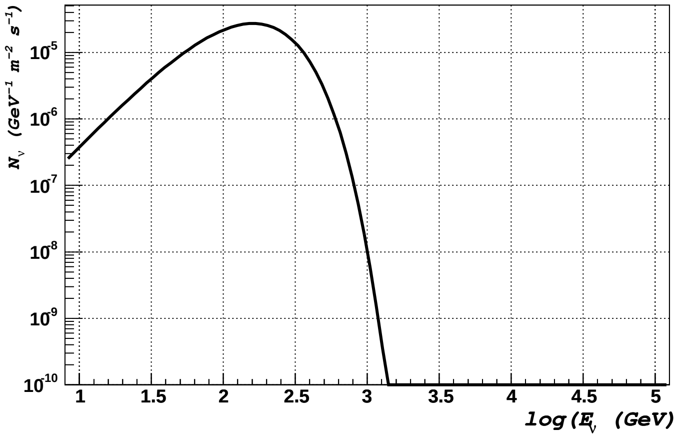


FIG. 6.4 – *Flux de neutrinos provenant d'un cannonball. Il s'agit du run3 dans le modèle de surface présenté dans le tableau 5.4, pour $\theta_v = 0$..*

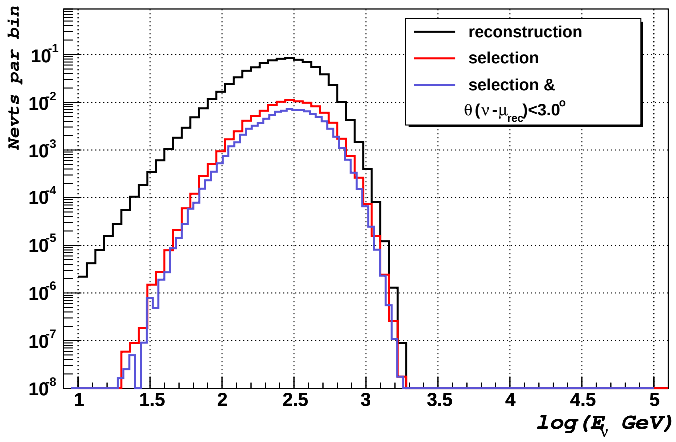


Fig. 6.5 – *Nombre d'événements pour un cannonball par an, en fonction de l'énergie du neutrino incident. Ce nombre est donné après reconstruction, sélection et sélection sur l'angle entre le neutrino et le muon reconstruit.*

b) Le bruit de fond

Les deux contributions au bruit de fond sont simulées selon les descriptions présentées dans la section 6.2. Les figures 6.6 et 6.7 montrent le nombre d'événements observés dans le détecteur, pour une année, provenant du signal et du bruit de fond[2], avant et après coupures, en fonction de l'énergie du muon (du neutrino pour le signal).
L'exemple de sursaut gamma utilisé (il s'agit des paramètres du *run*3 dans le modèle de surface, donnés dans le tableau 5.4) produit environ 5,5 événements (avec 6 cannonballs identiques) mesurés par an dans Antares. Ce nombre est obtenu si l'angle de visée (entre la direction du sursaut et la direction du jet) est égal à 0 ; c'est à dire si le jet pointe directement vers la Terre. Ce même exemple ne produit plus que $2{,}1\times10^{-5}$ si cet angle est de 10^{-3} rad. Le bruit de fond est de $2{,}1\times10^{-3}$ événements par an, dont 5×10^{-4} provenant des neutrinos atmosphériques et $1{,}57\times10^{-3}$ des muons atmosphériques mal reconstruits. Cela représente environ 1 événement tous les 475 ans.

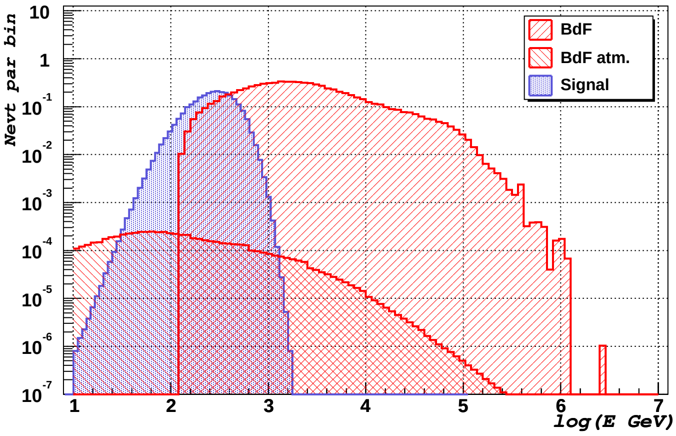


Fig. 6.6 – *Nombre d'événements par an, dans Antares, en fonction de l'énergie du muon (du neutrino pour le signal). Les coupures de sélection ne sont pas appliquées.*

2. Dans la légende des figures , "BdF" est le bruit de fond associé aux muons atmosphériques, et "BdF atm." est le bruit de fond associé aux neutrinos atmosphériques.

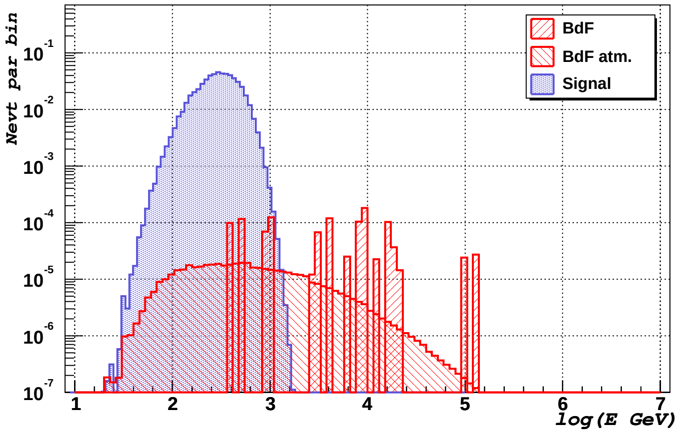


FIG. 6.7 – *Nombre d'événements par an, dans* ANTARES, *en fonction de l'énergie du muon (du neutrino pour le signal). Les coupures de sélection sont appliquées.*

6.3 Surface effective

Une autre méthode peut être utilisée pour calculer le nombre d'événements ; à l'aide de la surface effective du détecteur. La surface effective tient compte des effets subis par le neutrino avant sa détection, son interaction ou son absorption dans la Terre par exemple. Les paramètres liés à la détection, comme par exemple la diffusion de la lumière ou l'efficacité de reconstruction sont également inclus. La surface effective est obtenue à l'aide d'une simulation complète.

La convolution d'un flux différentiel de neutrinos (muons) avec une surface effective en terme de neutrinos (muons) permet d'obtenir rapidement un nombre d'événements associés, pour une source quelconque (x), et à tout niveau de selection (s). Les flux, tout comme les surfaces effectives, dépendent de l'énergie du neutrino (muon) et de son angle zénithal. La surface effective en neutrinos est définie comme :

$$A^s_{eff}(E_\nu,\theta_\nu) = V^s_{eff}(E_\nu,\theta_\nu)\ \rho\mathcal{N}_A\ \sigma(E_\nu)\ P_{Terre} \tag{6.15}$$

avec E_ν et θ_ν les énergie et angle zénithal du neutrino, $\rho\mathcal{N}_A$ le nombre de nucléons-cibles par unité de volume, $\sigma(E_\nu)$ la section efficace du neutrino et P_{Terre} l'absorption dans la Terre. V_{eff} représente le volume effectif en neutrino du détecteur ; il est le rapport du nombre d'événements mesurés sur le nombre d'événements générés dans le volume de génération :

$$V^s_{eff}(E_\nu,\theta_\nu) = \frac{N^s_x(E_\nu,\theta_\nu)}{N_{gen}(E_\nu,\theta_\nu)} \times V_{gen} \tag{6.16}$$

La figure 6.8 présente la surface effective en neutrinos du télescope ANTARES. A partir de la surface effective, le nombre d'événements dans le détecteur pour un certain flux est :

$$N_{evts} = \int A_{eff}(E_\nu,\theta_\nu)\frac{d\Phi}{dE_\nu d\Omega_\nu}dE_\nu d\Omega_\nu \tag{6.17}$$

Dans la suite, la surface effective est utilisée pour obtenir rapidement le nombre d'événements attendus dans ANTARES, pour les différents flux obtenus selon les paramètres du modèle des Cannonballs.

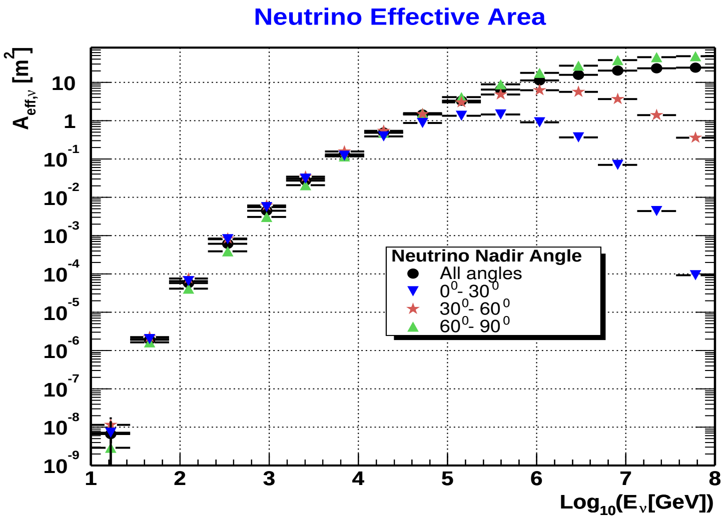


FIG. 6.8 – *Surface effective du télescope* ANTARES *en terme de neutrinos. La Terre deveint opaque aux neutrinos aux plus hautes énergies. (Figure officielle de la collaboration* ANTARES.*)*

6.4 Résultats

Les résultats se présentent sous la forme d'un nombre d'événements visibles dans le télescope ANTARES. A partir de ce nombre, la probabilité d'observation de ce détecteur sera déterminée. Les deux contributions du modèle (production de neutrinos au choc avant et au choc arrière) sont séparées. Les figures présentées donnent le nombre d'événements visibles dans ANTARES, par an et par sursaut en supposant que chaque sursaut est composé de 6 cannonballs.

6.4.1 Dépendance angulaire

La dépendance angulaire est présentée sur la figure 6.9. Le nombre d'événements est obtenu pour un sursaut dont les cannonballs sont initialisés avec les paramètres du $run2$ dans le modèle surface (tableau 5.4). La contribution du choc avant est en pointillés, celle du choc arrière, en trait continu. Le nombre d'événements diminue fortement lorsque la direction de la Terre s'éloigne de celle du jet et davantage pour les neutrinos produits du choc arrière que ceux produits au choc avant. En effet, les neutrinos produits près du seuil de production des pions au choc arrière sont fortement collimés et ils bénéficient des facteurs de Lorentz des collisions, qui sont très élevés dans le référentiel de repos de la supernova. Les neutrinos produits au niveau du choc avant ne subissent pas ces deux effets et sont donc nettement moins collimés. Aux alentours de $\theta_v = 10^{-3} \sim 1/\gamma_{out}$, la contribution des deux chocs se rejoint, et au delà, le nombre de neutrinos visibles produits au choc avant est plus élevé qu'au choc arrière.

6.4.2 Dépendance des paramètres

Deux sous modèles ont été étudiés ; celui où la quantité d'énergie libérée dans le sursaut provient de toute l'énergie disponible dans le volume du cannonball, et celui où cette énergie provient de la surface du cannonball. Les ensembles de paramètres utilisés sont ceux du tableau 5.4 .

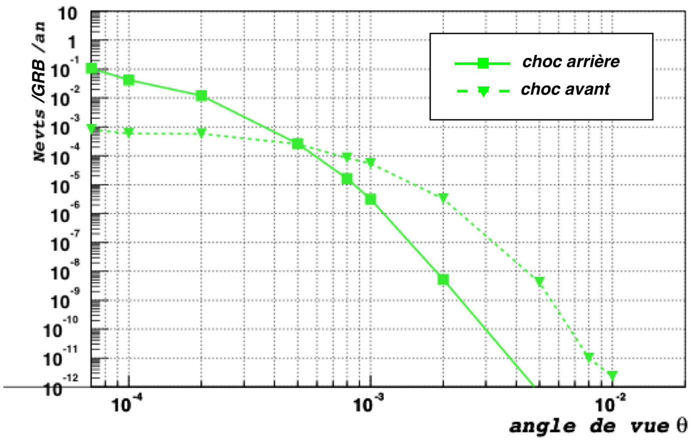


FIG. 6.9 – *Nombre d'événements visibles dans* ANTARES, *par an et par sursaut, en fonction de l'angle de vue du jet. Le point placé sur l'axe des ordonnées correspond à un angle nul, lorsque le jet est dirigé vers la Terre.*

a) Modèle de surface

La figure 6.10 montre le nombre d'événements attendus dans ANTARES, en fonction de l'angle de vue du jet. Les 4 ensembles de paramètres du tableau 5.4 sont présentés, avec à chaque fois la contribution du choc avant et, si elle existe, celle du choc arrière. Pour le $run0$, il n'y a pas de contribution du choc arrière ; le facteur de Lorentz initial est presque le facteur de Lorentz final, et les collisions nucléon-nucléon sont sous le seuil de production des pions pour les collisions au choc arrière. Les ensembles de paramètres $run1$ et $run3$ donnent plus d'événements que les autres car le facteur d'expansion durant la traversée du reste de supernova (β_{out}) est nul. Le $run1$ donne plus d'événements que le $run3$ alors que le facteur de Lorentz initial de ce dernier ($\gamma_{in} = 10005$), est plus élevé ($\gamma_{in}(run1) = 4005$). Mais l'énergie du cannonball et la masse de supernova sont plus grandes pour $run1$ que pour $run3$ (ce qui explique la différence avec la figure 5.1, où il s'agit de la fraction de neutrinos par rapport à l'énergie du cannonball).

b) Modèle de volume

Dans le cadre du modèle de volume, il n'y a (presque) jamais de contribution du choc arrière. Par rapport au modèle de surface, il faut que l'énergie interne répartie dans le volume du cannonball soit moins grande. Ceci implique (avec le fait que le facteur de Lorentz de sortie du cannonball soit proche de 1000 et que l'énergie libérée soit de l'ordre à $\sim 10^{43}$ erg) que le rayon du cannonball doit être plus petit, ce qui se retrouve dans les valeurs de β_{in} et/ou β_{out} du tableau 5.4. Une autre possibilité est que l'indice de la loi de décroissance de la densité du reste de supernova, soit également plus petit, c'est à dire que la répartition de la masse de l'éjecta de la supernova soit supposée plus plate. La conséquence est que le ralentissement du cannonball est moins brutal (au début de son trajet dans le reste de supernova), et donc, la contribution au choc arrière est très faible, voire nulle. La figure 6.11 présente le nombre d'événements pour les 3 ensembles de paramètres dans le cadre du modèle de volume. L'influence des paramètres est équivalente à celle pour le modèle de surface, mais pour le choc avant, la masse des éjecta de supernova influe particulièrement.

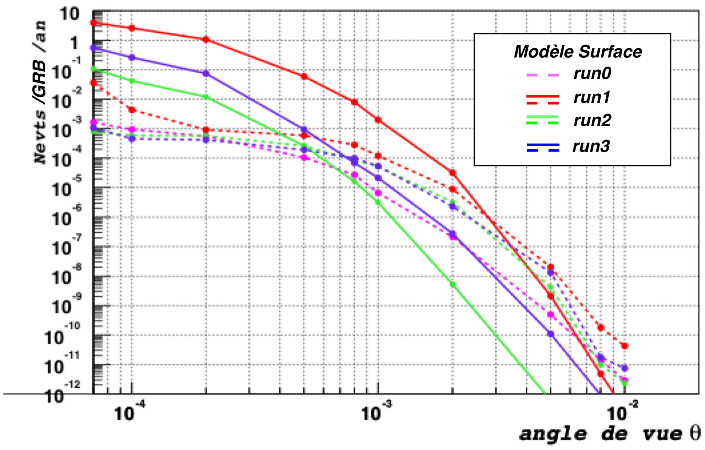


FIG. 6.10 – *Nombre d'événements visibles par an et par sursaut dans* ANTARES*, en fonction de l'angle de vue du jet. Les contributions des chocs avant et arrière sont présentés pour les 4 ensembles de paramètres sélectionnés dans le cadre du modèle de surface.*

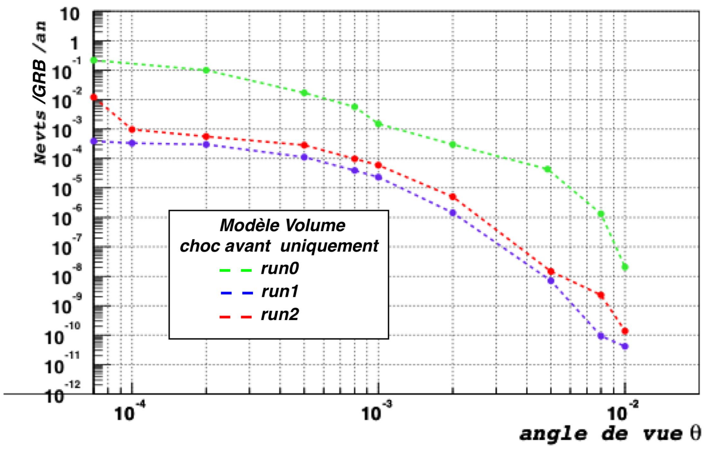


FIG. 6.11 – *Nombre d'événements visible dans le détecteur* ANTARES*, par an et par sursaut, en fonction de l'angle de vue. Les trois ensembles de paramètres sélectionnés dans le cadre du modèle de volume sont présentés, seules les contributions du choc avant produisent des neutrinos visibles.*

On voit que les 7 paramètres nécessaires pour initialiser le modèle adopté pour représenter la source ont nettement moins d'influence que l'angle de vue entre l'axe du jet et la direction de la Terre. C'est ce facteur qui est le plus déterminant.

6.4.3 Probablité de détection dans ANTARES

L'exemple utilisé au paragraphe 6.2.4 (*run*3 dans le modèle de surface), produit 0,90 événement par an pour ce cannonball pour un angle de vue $\theta_v = 0$. La contribution du choc arrière est dominante pour cet angle de vue. Pour 6 cannonballs, 5,5 événements sont attendus, avec 2,1 × 10^{-3} événement de bruit de fond. Pour éliminer la fluctuation du bruit de fond avec une limite de $C_l = 5{,}7 \times 10^{-5}$ (5 σ), 2 événements doivent être observés. La probabilité de détection est >99% en 1 an. Mais cet exemple n'est pas très réaliste ; les sursauts gamma, dans le modèle des cannonballs, ne sont à priori pas tous dirigés vers la Terre. L'angle de visée doit être environ inférieur à 10^{-3} rad pour que le sursaut soit visible en gamma par les satellites ; les valeurs des angles de vue ajustées par S. Dado, A. DeRújula et A. Dar dans [101] sont réparties entre 10^{-4} et $1{,}6 \times 10^{-3}$.

Les nombres d'événements obtenus par cannonballs dans les exemples utilisés ici (dans le modèle de surface), sont globalement représentatifs des ensembles de paramètres sélectionnés au paragraphe 5.3.3. Si les sursauts gamma sont produits selon tous ces paramètres, sans préférence pour l'un ou l'autre ensemble de paramètres, le nombre d'événements par sursaut et par an, en fonction de l'angle de vue est en moyenne, celui présenté sur la figure 6.12.

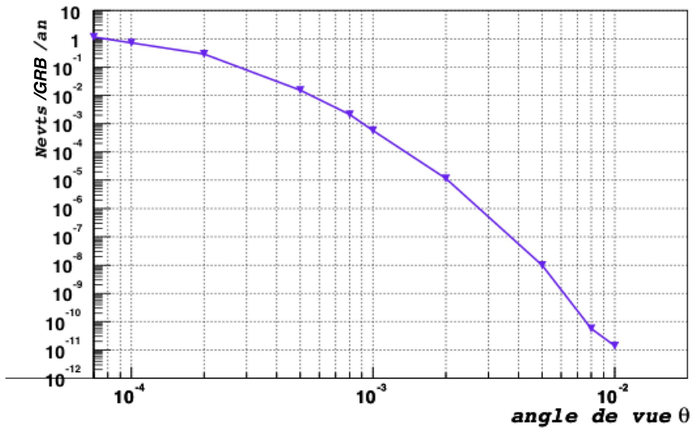


FIG. 6.12 – *Nombre moyen d'événements en fonction de l'angle de vue du jet. Seuls les événements dans le modèle de surface ont été pris en compte.*

On veut rendre compte du fait que les angles de vue peuvent prendre différentes valeurs. On prend le cas de deux distributions que l'on suppose représentatives de la probabilité de détecter un sursaut, en gamma, selon son angle de vue. L'une est gaussienne centrée en $\theta_v = 10^{-3}$ rad et de largeur 5×10^{-4}, l'autre est uniforme. Les figures 6.13 et 6.15 montrent ces distributions pour 365 sursauts et pour des valeurs de θ_v compris entre 0 et 8×10^{-3} rad.
Supposons que l'efficacité de détection des sursaut par les détecteurs gamma soit de 1 si l'angle de vue est compris entre 0 et 10^{-3} rad et qu'elle soit dépendante de la fluence des sursauts pour des angles plus grands. Dans cette hypothèse, pour les plus petits angles, la distribution des angles de vue des sursauts détectés sera uniforme en angle solide (uniforme en cosinus de l'angle de vue) donc elle suivra une fonction proportionnelle à θ_v. Pour les angles supérieurs à 10^{-3} rad, étant donné que la fluence est proportionnelle à $1/\theta^6$ (equation 3.21, pour z, γ_{out} et E_{pulse} fixés), elle suivra une fonction proportionnelle à $1/\theta^5$. Le cas du choix de la distribution gaussienne peut être considéré comme une représentation approchée de ce cas.
Si l'on suppose que l'efficacité des détecteurs dépend de la fluence des sursauts quelle que soit la valeur de l'angle de vue, les sursauts ne peuvent être détectés que pour des très petites valeurs de θ_v. Ainsi le le nombre de neutrinos visible dans ANTARES serait le plus élevé. Au contraire, le choix d'une distribution uniforme en angles de vue permet de faire une estimation des moins optimistes.

Si les angles de vue se distribuent selon la gaussienne décrite, 13 événements seraient observés dans ANTARES en 1 an, en supposant 1 sursaut en coïncidence par jour. Pour une telle distribution des angles de vue, l'évolution de la probabilité de détection d'ANTARES en fonction du temps est celle présentée sur la figure 6.14.
Dans le cas de la distribution uniforme, 7 événements pourront être mis en coïncidence en 1 an. L'évolution de la probabilité de détection devient celle présentée sur la figure 6.16. Ces évolutions ne présentent que peu de différences selon le choix des distributions des angles de vue. Dans les 2 cas, ANTARES pourra mettre en évidence des neutrinos en coïncidence avec les sursauts gamma après 1 an de prise de données.
En utilisant le modèle de volume, le nombre d'événements observés est de 2,45 et 1,3 pour, respectivement, les distributions gaussienne et uniforme des angles de vue. Les évolutions de la probabilité de détection en fonction du temps deviennent celles présentées sur les figures 6.17 et 6.18.

D'après ces figures, ANTARES sera en mesure de détecter les neutrinos associés aux modèle des Cannonballs, au mieux au bout de quelques mois, au pire après 4 années de prise de données.

6.5 Discussion

6.5.1 Limitations

Oscillation des neutrinos
L'influence de l'oscillation des neutrinos n'a pas été prise en compte dans cette analyse. La distance entre la source et la Terre est beaucoup plus grande que la longueur d'oscillation, ainsi les phases des effets d'interférence entre les 3 familles de neutrinos sont moyennées, et un changement de composition du flux est attendu. Au final, le nombre de neutrinos muoniques pourrait être réduit d'un facteur ~ 2 (voire ~ 3). Le temps d'observation devra donc être augmenté de ce même facteur. Même dans ce cas, ANTARES sera toujours en mesure de détecter les neutrinos issus des sursauts gamma dans le modèle des Cannonballs.

Masse des neutrinos
L'oscillation des neutrinos se produit s'ils ont une masse. La masse du neutrino introduit alors un délai entre la détection des photons et la détection des neutrinos. Le retard entre une particule de masse m et une particule sans masse sur une distance R, est :

$$\Delta t = \frac{R}{\beta\, c} - \frac{R}{c}$$

Le facteur de Lorentz β s'écrit :

$$\begin{aligned} \beta^2 &= 1 - \frac{m^2\, c^4}{E^2} \\ \frac{1}{\beta} &\approx 1 + \frac{m^2\, c^4}{2\, E^2} \end{aligned}$$

et, pour $E \gg m\, c^2$:

$$\Delta t = \frac{R\; m^2\; c^4}{2\; c\; E^2}$$

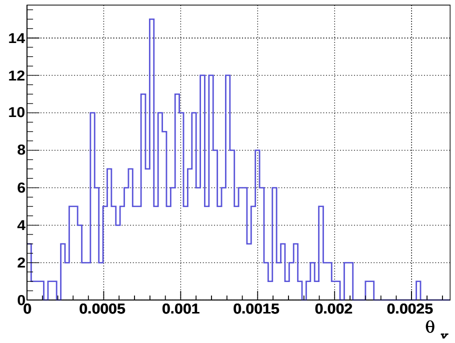


FIG. 6.13 – *Distribution des angles de vue tirés aléatoirement sur une fonction de Gauss, centrée en $\theta_v = 10^{-3}$ et de largeur 5×10^{-4}. Le nombre d'événements associé est utilisé pour la figure 6.14.*

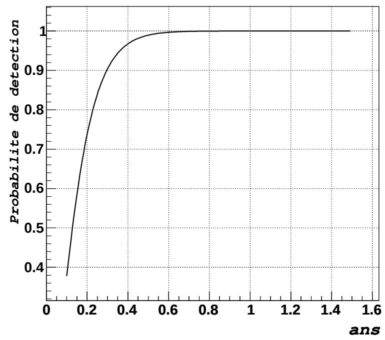


FIG. 6.14 – *Probabilité de détection en fonction du temps d'observation, dans le cas où les angles de vue sont distributés selon une gaussienne (figure ci-contre).*

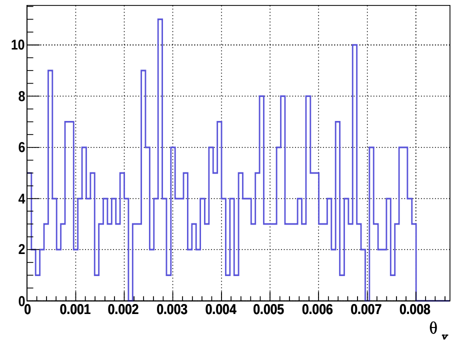


FIG. 6.15 – *Distribution des angles de vue tirés aléatoirement de manière uniforme, entre $\theta_v = 0$ et $\theta_v = 8 \times 10^{-3}$. Le nombre d'événements associé est utilisé pour la figure 6.16.*

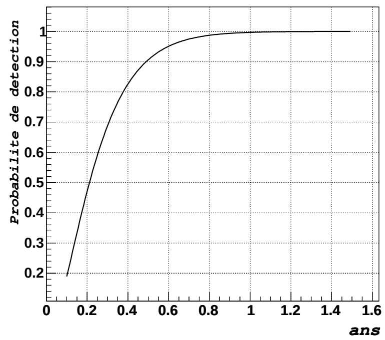


FIG. 6.16 – *Probabilité de détection en fonction du temps d'observation, dans le cas où les angles de vue sont distributés uniformément (figure ci-contre).*

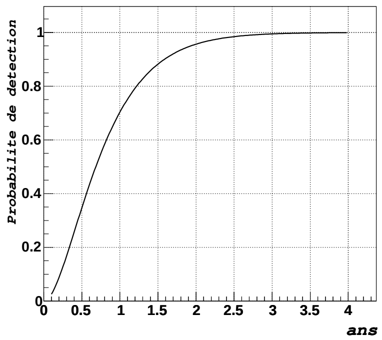


FIG. 6.17 – *Probabilité de détection en fonction du temps, pour des cannonballs moyens dans le modèle de volume, si la distribution des angles de vue est gaussienne (figure 6.13).*

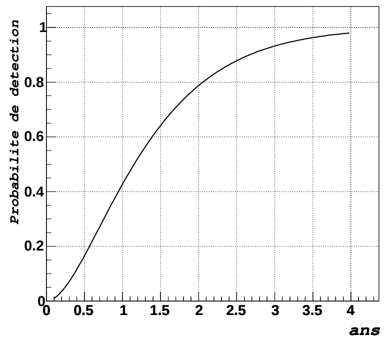


FIG. 6.18 – *Probabilité de détection en fonction du temps, pour des cannonballs moyens dans le modèle de volume, si la distribution des angles de vue est uniforme (figure 6.15).*

Un neutrino de 100 GeV, produit en même temps qu'un photon, à une distance de 1 Gpc, s'il a une masse égale à la limite $m \sim 0{,}18$ MeV [16], aura un retard de 45 heures! Sa détection s'il possède une telle masse, devient très délicate à entreprendre car la fenêtre temporelle d'observation ne peut plus être réglée selon le signal en rayons γ, et l'analyse présentée ici devra être modifiée.
Cette masse de neutrino muonique est sa valeur limite. Si on la suppose proche de la masse du neutrino électronique ($m_{\nu_e} < 3$ eV), le retard devient de l'ordre de 50 μs. Si on suppose que la masse du neutrino électronique est négligeable, à partir de la valeur de $\sqrt{\Delta m^2}$ obtenue dans le cadre d'expériences sur les oscillations de neutrinos atmosphériques (solaires), la masse du neutrino muonique, m_{ν_μ}, devient de l'ordre de 0,06 eV (10^{-2} eV) et le retard n'est plus que de 20 ns (0,5 ns). Dans ces trois derniers cas, le retard n'aura pas d'effet sur la mise en coïncidence des neutrinos avec less rayons gamma.

6.5.2 Modèle de la Boule de Feu

L'étude de la sensibilité d'ANTARES aux neutrinos issus des sursauts gamma dans le modèle du Fireball a été réalisée identiquement à celle présentée dans cette thèse. Le modèle produit des neutrinos de haute énergie ($\sim$ 10 TeV), selon Waxman et Bahcall [95] (voir également le paragraphe 3.2.2a)). Le flux de neutrinos produits dans ce modèle est présenté figure 6.19 où, à titre de comparaison, un flux de neutrinos produits dans le modèle du Boulet de Canon est également présenté, pour un exemple d'ensemble de paramètres et pour un angle de vue fixée. La résolution angulaire d'ANTARES aux énergies des neutrinos produits dans le modèle de la Boule de Feu est meilleure que dans le modèle du Boulet de Canon : elle est inférieure à 1,5°. Pour pouvoir intégrer plus de signal, les coupures de sélection ont été relachée et au final, l'analyse[3] donne un signal de 0,46 événement par an, pour un bruit de fond de $5{,}86 \times 10^{-3}$. La probabilité de mettre en évidence des neutrinos issus des sursauts gamma (dans le modèle de la Fireball) est d'environ 0,2 en deux ans et d'environ 0,75 en 6 ans.

L'énergie des neutrinos produits et le nombre de ceux que l'on pourrait détecter sont assez différents pour permettre au détecteur ANTARES de discriminer le modèle de la Fireball du modèle des Cannonballs.

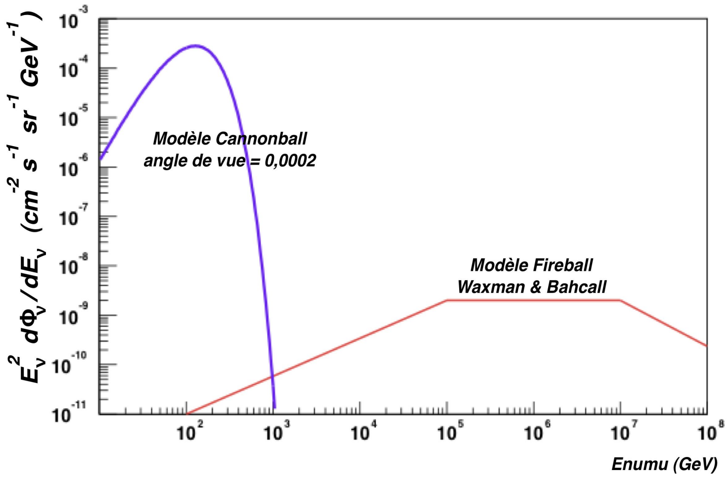


FIG. 6.19 – *Flux de neutrinos attendus dans les modèles de la boule de feu (Waxman et Bahcall [95]) et de la boule de canon (dans le modèle de surface avec les paramètres du run3 du tableau 5.4 et un angle de vue de* $\theta_v = 2 \times 10^{-4}$.

3. Ces chiffres sont pour le détecteur ANTARES dans sa version précédente comportant 14 lignes.

6.5.3 Résultats des autres télescopes

AMANDA

La collaboration AMANDA a pris des données depuis 1997 avec le détecteur dans sa version B10 (voir paragraphe 2.2), et à partir de 2000 avec la version AMANDA-II. Les résultats reportés ici sont issus de ces deux prises de données mais les résultats concernant l'année 2000 sont préliminaires [132]. L'analyse prend en compte l'information directionnelle donnée par le satellite BATSE pour 317 sursauts enregistrés durant la période 1997-2000. La fenêtre temporelle utilisée est de 10 minutes avant et après l'alerte GRB. L'analyse est très fortement dépendante du modèle adopté, en l'occurrence le modèle de la Fireball avec la normalisation de Waxman et Bahcall [95]. De plus l'étude est dédiée à la mise en évidence de neutrinos de haute énergie (> 10 TeV). Les résultats présentés à titre indicatif au tableau 6.2 ne peuvent pas être comparés avec une estimation basée sur le modèle des Cannonballs. Aucun événement en corrélation avec un sursaut gamma n'a été observé.

TAB. 6.2 – *Résultat de l'analyse des données recueillies par AMANDA B-10 et AMANDA-II, pour les sursauts gamma. Cette analyse est dépendante du modèle et de sa normalisation [95].*

Année	#sursaut	*bdf*	observé
1997	78	0,10	0
1998	99	0,20	0
1999	96	0,20	0
2000	44	0,60	0
total	317	1,10	0

Baïkal

Dans une récente pré-publication [134], la collaboration Baïkal présente brièvement l'analyse de recherche de neutrinos en coïncidence avec des sursauts gamma. La période s'étale entre 1998 et 2000, avec 772 sursauts enregistrés par BATSE (tous les sursauts même ceux qui n'ont pas été déclenché par BATSE). Après les coupures de réduction du bruit de fond dans une fenêtre de plus ou moins 100 s autour du sursaut, 1 événement est observé, alors que les coïncidences fortuites devaient en apporter 0,47.

Conclusion

L'analyse présentée ici montre que le détecteur ANTARES sera en mesure de détecter des neutrinos issus de, et en corrélation avec les sursauts gamma s'ils sont produits dans le modèle des Cannonballs. Cependant l'oscillation va diminuer le nombre de neutrinos détecté. De plus, aux vues des analyses effectuées avec les données des télescopes en fonctionnement, le temps d'observation utilisé ici sera probablement augmenté (augmentation du bruit de fond) et le nombre de sursaut en coïncidence pourrait être diminué (diminution du signal). Toutefois, ANTARES aura la possibilité de discriminer le modèle de la

Fireball de celui des Cannonballs. Ces résultats sont donc très positifs. Néanmoins, que ce soit pour le modèle de la Fireball ou le modèle des Cannonballs, les incertitudes liées aux modèles théoriques sont importantes. Le flux de neutrinos pourrait être revu à la hausse comme à la baisse. Dans ce dernier cas, un télescope de la taille d'un km^3 sera nécessaire pour effectuer une détection pointue et ainsi contraindre la théorie.

Deuxième partie

La ligne Secteur d'ANTARES

En mars 2003, le prototype du détecteur ANTARES éuivalent à un secteur d'une ligne, a été connecté par le sous-marin le Nautile. C'est une étape importante pour la validation aussi bien des choix concernant la conception du détecteur que de la technique employée pour déployer les lignes et les connecter à la boîte de jonction.
Cette ligne a enregistré pendant plusieurs mois, des données de bruit de fond lié à l'environnement : les photons Čerenkov de la désintégration β^- du potassium 40 naturellement présent dans l'eau de mer, et les photons de l'activité bioluminescente des divers organismes existants à 2500 m de profondeur.
La bioluminescence, en particulier, induit un taux de comptage important sur les photomultiplicateurs. Les coïncidences entre les temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs, ainsi que les liens de causalité appliqués dans la reconstruction (voir §6.2.3) permettent d'éliminer une grande partie des coïncidences fortuites induites par ces photons ne provenant pas de l'effet Čerenkov lié à la propagation des muons dans l'eau. Mais il reste tout de même des photons provenant du bruit de fond environnemental. De plus, si le taux de comptage atteint quelques centaines de kHz, le temps mort de l'ARS augmente et devient limitant, même avec l'utilisation de 2 ARS (voir §2.3.1c)).
Il est donc nécessaire d'étudier le bruit de fond optique du milieu ambiant afin de l'inclure dans les simulations et de comprendre son impact sur les performances du détecteur. De plus une telle étude pourra permettre de mieux comprendre l'activité des organismes sous-marins.

Les deux chapitres suivants traitent de la bioluminescence, le premier présente l'activité optique connue dans les milieux marins étudiée par les océanologues, les tests ayant été effectués dans la collaboration ANTARES, et le prototype de ligne : la «ligne secteur». Le chapitre suivant présente l'analyse des données de bruit de fond enregistrées par cette ligne.

Chapitre 7

La bioluminescence et la ligne secteur

La bioluminescence est un phénomène étudié mais généralement les études ont lieu sur des sites de faible profondeur ($\lesssim$100 m) et proches des régions côtières. De plus, la plupart de ces études ont été effectuées dans les océans. Le site du télescope ANTARES est en Mer Méditerranée, à 2500 m de profondeur, donc les informations recueillies auprès des océanologues restent à être vérifiées pour ce milieu marin différent.

La section 7.1 présente les connaissances sur le phénomène de bioluminescence. Les informations obtenues par les tests effectués par la collaboration à l'aide de lignes autonomes, sont présentées dans la section 7.2. La ligne secteur, la mini ligne instrumentée, ainsi que le test 1.17 déployé plusieurs jours avant la récupération de la ligne secteur, sont décrits dans la section 7.3.

7.1 Activité bioluminescente des fonds marins

Dès 350 av. JC, la bioluminescence est mentionnée par Aristote. Celui-ci voit l'eau briller lorsqu'il agite un bâton dans la mer. Le phénomène de bioluminescence est très étendu, dans de nombreuses espèces, que ce soit sur Terre, en eau douce ou en mer, à la surface ou encore en profondeur. Dans les eaux très profondes, où la lumière du Soleil n'apparaît pas, 70% des espèces seraient bioluminescentes. L'intérêt pour la bioluminescence a grandi principalement à des fins d'applications militaires car les organismes planctoniques émettent de la lumière en réponse à un stimulus mécanique et provoquent un sillage lumineux autour des bateaux et des sous-marins, ce qui les rend visibles même par satellite. C'est par ce sillage que le dernier sous-marin allemand (U-boot) de la 1ère guerre mondiale fut détecté et détruit en Novembre 1918.

Mécanisme de la bioluminescence La bioluminescence fait partie de la luminescence au même titre que la fluorescence ou la phosphorescence. La source de bioluminescence est généralement une réaction chimique dont le processus est l'oxydation d'un substrat (luciférine) par une enzyme (luciférase) qui produit un photon. Les organismes pluricellulaires contrôlent leur bioluminescence par voie nerveuse. Les organismes unicellulaires (dinoflagellés, radiolaires) sont sensibles aux variations de pression qui déforment leur surface cellulaire, qui, au final, déclenche la réaction chimique [145].

Utilité de la bioluminescence Chez les organismes bioluminescents, elle est utilisée comme moyen de communication, pour se nourrir, se défendre, pour améliorer la vision. Elle entre en jeu pour permettre la reproduction, ainsi que pour former un agrégat dans la défense d'un territoire. Par exemple, les bactéries doivent être en concentration suffisante pour pouvoir émettre de la lumière. Ceci semble être privilégié sur certains substrats comme la neige marine. La particule lumineuse devient potentiellement attractive pour des organismes plus gros qui l'ingèrent. Ainsi les bactéries se retrouvent dans leur milieu de prédilection : le système digestif. Dans le cas des dinoflagellés, à l'approche d'un prédateur, l'émission de lumière servirait à attirer un second prédateur qui s'attaquerait alors au premier [145].

Protagonistes dans la bioluminescence

- **Bactéries**
  Elles sont présentes de la surface à plusieurs milliers de mètres de profondeur. Pour être vues, elles doivent être rassemblées dans des pelotes fécales, ou sur des organismes en décomposition. Elles émettent de la lumière en continu, sans stimulation externe.
- **Phytoplancton**
  Il est particulièrement représenté par la classe des dinophycés, c'est à dire les dinoflagellés (figure 7.1). Il est très certainement responsable du sillage lumineux des bateaux.
- **Zooplancton**
  De nombreux groupes existent qui rassemblent différents organismes, comme par exemple des organismes unicellulaires primitifs (radiolaires, figure 7.2 a), des grandes méduses (figure 7.2 b), des crustacés (figure 7.2 c) ...etc.
- **Certains poissons** peuvent également émettre de la lumière de manière contrôlée.

Spectre Les longueurs d'ondes de la lumière émise par la majorité des organismes bioluminescents se situent entre 430 nm et 520 nm. Les espèces côtières produisent des photons dont la longueur d'onde est centrée entre 490 nm et 520 nm, alors que les espèces d'eaux profondes les produisent à de plus petites longueur d'onde : entre 450 nm et 490 nm (les photons Čerenkov sont détectés entre 300 nm et 600 nm). Le spectre d'émission des dinoflagellés s'étale entre 450 nm et 550 nm, avec un maximum à 478 nm [145].
Les bactéries émettent de la lumière en continu. Mais la plupart des organismes produisent la lumière sous forme de flashs, de durée et d'intensité variables selon les espèces. Ce flash de lumière comprend 3 phases : la phase de latence (temps de réaction), suivi d'une croissance rapide et d'une décroissance exponentielle. Le tableau 7.1 présente, pour les quelques espèces citées ici, les caractéristiques de ces émissions (extrait de [145]). Ces caractéristiques spectrales et temporelles permettraient de discriminer les différents groupes d'organismes.

Presque toutes les études portent sur des milieux marins de profondeur ne dépassant pas quelques centaines de mètres, le plus souvent dans les océans et proches des côtes.

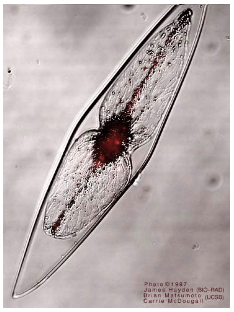


FIG. 7.1 – *Organisme unicellulaire dinoflagellé. Longueur 1mm [150]*

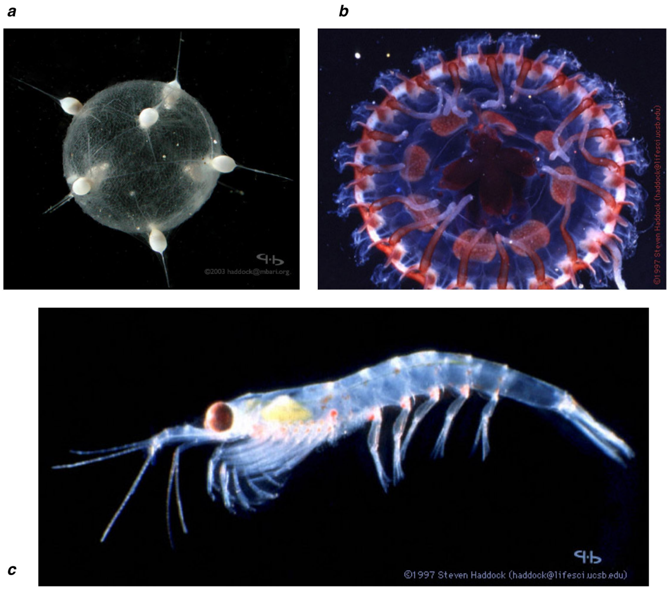


FIG. 7.2 – *Organismes bioluminescents. (a) Unicellulaire radiolaire, présent en eaux profondes. Diamètre 1,2 cm. (b) Méduse atolla, présente en eaux profondes. Diamètre 3 cm. (c) Krill (crevette invertebrée), présente jusqu'à 200 m. Longueur 2 cm. [150]*

TAB. 7.1 – *Exemples de caractéristiques d'émissions lumineuses [145].*

organisme	λ (nm)	durée	intensité
Bactéries	470 - 500	émission continue	$10^{13}\mu$W cm^{-2} cell^{-1}
Dinoflagellés	max à 480	latence : 0 - 20 ms croissance : 10 - 20 ms décroissance : jusqu'à 250 ms	1.10^9 - 9.10^9 photons ind^{-1}
Radiolaire		1 - 2 s	$0{,}6.10^{-9}$ - $5{,}3.10^{-9}$ W m^{-2}
Copépode (crevettes)	430 - 490	latence : 15 - 30 ms croissance : 30 - 100 ms décroissance: 50 - 300 ms	0,02 - $21{,}4.10^{-9}$ W m^{-2}
Cnidaires (méduses)	océan : 460 - 480 côte : 505 - 510	200 - 1500 ms jusqu'à 6 s	10^{-5} - $10^{-9}\mu$W cm^{-2}

L'application, à des eaux plus profondes, des résultats obtenus, est probablement assez incorrecte, les organismes et le milieu environnant étant certainement très différents.

Périodicité Des variations périodiques de l'activité bioluminescente ont été observées. Cette variation porte sur environ 24 heures, avec le maximum de l'émission de nuit et le minimum de jour. L'explication en est peut-être le rythme circadien endogène[1] de certains organismes comme les dinoflagellés, auquel s'ajoute la photo-inhibition par la lumière du jour. En effet la lumière du jour supprime la faculté des cellules à émettre de la lumière en réponse à un stimulus mécanique. Cette variation journalière a été observée sur tous les sites d'études, mais le plus souvent en surface, où l'amplitude de cette périodicité est maximale. En Atlantique de brusques augmentations au coucher du Soleil suivies de di-

1. Période propre de 24 heures, présente sans l'influence du Soleil.

minutions de l'activité à l'aube ont été remarquées. Une autre cause de cette périodicité pourrait être la migration verticale des organismes planctoniques dans le cas où la concentration en dinoflagellés est faible. Ces derniers migrent peu, et lentement (1 m/h), alors que le zooplancton peut se déplacer plus considérablement. Il est à noter que les espèces bioluminescentes ne présentent pas toutes une périodicité dans leur émission de lumière.

Corrélations La corrélation entre bioluminescence et température ou salinité de l'eau n'est pas significative [145]. L'activité bioluminescente est croissante entre février et juillet, avec un maximum en juin dans l'hémisphère nord. Cette variation pourrait être liée au développement des dinoflagellés, qui a lieu également à cette période.

Certaines des informations présentées ici, peuvent être retrouvées dans les données prises lors de tests réalisés précédemment et dédiés aux études de sites. La section suivante présente les analyses et les résultats obtenus lors de ces tests.

7.2 Etudes de sites : le bruit de fond optique

La bioluminescence est un point critique pour le bon fonctionnement du détecteur ANTARES. La collaboration a donc réalisé plusieurs séries de tests, afin d'étudier ce bruit de fond. Les tests réalisés sont énumérés dans le tableau 7.2. Ils ont eu lieu à plusieurs endroits, dont le site ANTARES, sur plusieurs périodes de l'année, avec différents paramètres de prises de données, ce qui permet d'avoir une vue d'ensemble de la bioluminescence [135], [136], [137]. Généralement ces tests sont des lignes autonomes, comportant 3 modules optiques. Les données sont enregistrées et stockées, et ne sont récupérées que lorsque la ligne est ramenée sur la côte.

TAB. 7.2 – *Liste de tests de prises de données de bruit de fond optique, réalisés par la collaboration* ANTARES.

Test #	Site	Epoque	Durée totale
1.6	ANTARES	Octobre 1997	~ 3 h
1.7	ANTARES	Octobre 1997 à Février 1998	~ 18 h
1.8	Corse	Mars - Avril 1998	~ 58 h
1.10	ANTARES	Mars - Avril 1999	~ 15 h
1.12	ANTARES	Septembre 2000	~ 22 h

Les données enregistrées sont des taux de comptage (tc), c'est à dire un nombre de coups reçus par seconde, au-dessus d'un seuil qui varie entre 0,3 et 12 spe (pour *single photon electron*). La valeur nominale la plus couramment utilisée est 0,3 spe. Le taux de comptage est obtenu de la manière suivante :

- une valeur de pré-compte (pc) est définie
- le temps (Δt) pour atteindre ce nombre de coups est enregistré
- le taux de comptage est alors : $tc = pc/\Delta t$.

Le taux de comptage contient deux composantes ; une composante continue sur laquelle se superposent des bouffées impulsionnelles : les *bursts* [2].

2. Au chapitre suivant, la figure 8.1 présente un exemple du taux de comptage en fonction du temps sur lequel ces composantes sont visibles.

La composante continue La composante continue doit, comme son nom l'indique, être continue et ne pas être modifiée par des facteurs comme par exemple le courant (indépendance par rapport au courant marin). Elle est la valeur minimale de l'activité bioluminescente quelles que soient les conditions.
La composante continue est estimée à partir de la valeur de la ligne de base. La ligne de base est la limite inférieure moyenne des taux de comptage sur un intervalle de temps. L'intervalle de temps est choisi de sorte que la ligne de base calculée suive les variations de la base des taux de comptage. Il est en général de l'ordre d'une dizaine de minutes. Un exemple de calcul est présenté au chapitre suivant.
Une partie de la composante continue provient de la décroissance du potassium 40, qui a été évaluée à $\sim$ 30 kHz [3] [138]. Durant les tests, la ligne de base a varié entre 26 et 73 kHz [4] indépendamment du courant marin, alors que la salinité de l'eau est restée constante. Ces variations impliquent qu'il existe une composante bioluminescente variable, qui contribue à la composante continue. Cette composante est attribuée à la présence de bactéries dont la concentration peut varier.
Les taux de comptage obtenus par deux photomultiplicateurs séparés de 0.55 à 40 m, varient de la même manière. Il y a corrélation de la composante continue en fonction du temps, jusqu'à une distance de 40 m (au moins).

La composante non continue Le taux de *bursts* est défini comme la fraction du temps où le taux de comptage est supérieur à 200 kHz (cette définition provient du fait qu'un temps mort significatif est attendu au-delà de cette valeur). Avec cette définition $\sim 5\%$ du détecteur serait affecté par un fort taux de comptage, à tout moment. Un effet saisonnier semble apparaître.
La corrélation du taux de burst entre deux photomultiplicateurs semble diminuer avec la distance les séparant, et la direction du photomultiplicateur semble jouer un rôle (la corrélation est plus élevée si les photomultiplicateur se font face que s'ils regardent tous les deux dans la même direction). Mais la statistique de ces mesures est encore insuffisante.
Sauf dans le cas du test 1.10, il n'y a pas de corrélation entre la ligne de base et le taux de bursts. L'interprétation qui en est donnée est que ces deux composantes proviennent de deux populations différentes. Si l'activité est très élevée, avec un fort taux de bursts, alors la ligne de base varie avec le taux de burst (mais il ne s'agit plus de la composante continue uniquement) et une corrélation apparaît entre la ligne de base et le taux de bursts. C'est le cas du test 1.10.

Le courant Le site ANTARES est dans le passage du courant Ligure. Les mesures montrent qu'il varie entre 2 et 19 cm s^{-1}, avec une moyenne de 7 cm s^{-1}, dans une direction privilégiée d'Est en Ouest (§2.3.3 a)).
Une forte corrélation du taux de burst avec le courant a été observée dans tous les tests, et cette corrélation semble également dépendre du site et de l'époque de l'année. Dans le cas du test 1.10, une corrélation du courant avec la ligne de base a aussi été observée. Dans ce cas, la ligne de base n'est plus un bon estimateur de la composante continue ; la ligne de base est augmentée probablement par la forte activité bioluminescente enregistrée durant ce test.

3. La valeur obtenue est en fait de 26±5 kHz pour un PM de 10", mais ceci avec une longueur d'atténuation de 41 m [25]. La longueur d'atténuation utilisée à présent est de 55 m.
4. Pour des PM de 10".

Résumé Les conclusions avancées sur la base de ces différents tests, restent vagues. Les taux de comptage semblent être sensibles à plusieurs facteurs qui ne sont pas bien déterminés. La corrélation du taux de burst avec le courant est une des rares conclusions qui s'impose à l'issue de chaque test. La ligne de base semble être la combinaison de deux composantes distinctes (le ^{40}K et les bactéries). La définition du taux de bursts à partir de la fraction du temps pendant lequel le taux de comptage est supérieur à un seuil, n'est pas d'une grande utilité quand la ligne de base est très élevée. Enfin, une seule étude sur la périodicité a été menée sur le test 1.12 [140]. La conclusion est que si une périodicité existe, elle doit être de plus de 10 heures.

Interprétation des informations sur la bioluminescence La corrélation du taux de bursts avec la vitesse du courant peut être la conséquence u fait que les organismes bioluminescents réagissent à une stimulation mécanique. Cette stimulation, dans le cas des tests réalisés par la collaboration ANTARES peut être, soit l'agitation directe du courant, soit la turbulence provoquée par le détecteur sous l'action de ce courant.
La double composante trouvée dans la ligne de base se voit confirmée par le fait que les bactéries émettent de la lumière en continu, sans stimulus extérieur. La variation de la ligne de base pourrait être expliquée par une modification de la concentration des bactéries. La non corrélation de la ligne de base avec le courant peut aussi être comprise.

Au mieux, les test précédents ont bénéficié de données durant quelques dizaines d'heures, mais non-consécutives. Durant les 4 mois de son immersion la ligne secteur, a enregistré des données (pratiquement) en continu. Une grande quantité de données a donc été recueillie. C'est la première prise de données réalisée via les câbles et la boîte de jonction. La section suivante décrit cette ligne et la structures des données, ainsi que les problèmes rencontrés. Une autre ligne, la mini-ligne instrumentée, ainsi que le test 1.17 sont décrits brièvement.

7.3 La ligne secteur

La construction d'un secteur de ligne est inscrite dans le plan de conception du détecteur ANTARES. Après avoir validé les différentes techniques envisagées durant les tests précédents, la dernière étape avant la mise à l'eau du détecteur final consiste à tester un prototype d'un secteur de ligne construit exactement comme le seront les lignes complètes. Les aspects à valider portent aussi bien sur les techniques de déploiement et de récupération des lignes, que sur le positionnement acoustique, la calibration en-ligne, l'alimentation des différents appareils de mesure, ou sur les effets de la corrosion à moyen terme. Le but de ce test est également de prendre des données environnementales sur une longue période, et en continu.

7.3.1 Description du prototype

Le secteur de ligne qui a servi de prototype, est exactement ce que sera un secteur de ligne lors de la construction du détecteur complet. La seule différence est la distance séparant les étages qui sera de 14,5 m sur les lignes du détecteur final et était de 12,5 m sur le prototype. La figure 7.3 présente un schéma de ce prototype.

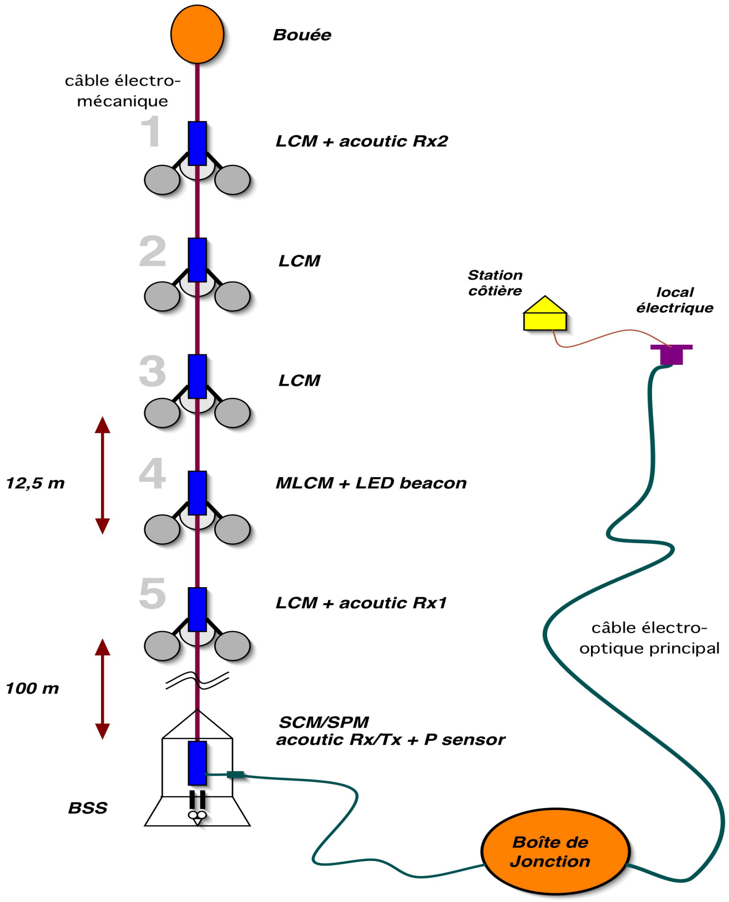


FIG. 7.3 – *Schéma du prototype d'un secteur de ligne.*

7.3.2 Prise de données

La ligne secteur a été immergée le 21 décembre 2002, et la mini-ligne intrumentée le 12 février 2003. Le Nautile, utilisé pour mettre en place les câble de connection entre les ligne et la boîte de jonction, n'a été disponible pour la collaboration ANTARES que les 17 et 18 mars 2003. La ligne secteur a pris des données à partir de cette date et jusqu'au 9 juillet 2003. La quantité de données effectivement enregistrée est de près de 1500 heures.

7.3.3 Structure des données

Le système d'acquisition transforme l'information analogique fournie par les photomultiplicateurs, en un format lisible. La collaboration ANTARES a choisi d'écrire ses données sous le format du logiciel ROOT [141], généralement utilisé en physique des particules. ROOT est un équivalent amélioré du programme PAW [142], en langage C++.
Les données en sortie des ARS, sont organisées en «tranches» de $\sim$ 13 ms appelées *time slices*. Une classe[5], appelée *Time Slice Summary*, contient les données de taux de comptage. A chaque time slice, est associé le temps écoulé depuis le début du run et un vecteur contenant (entre autres) les informations suivantes :

– LCM id : numéro d'identification du LCM (c'est à dire de l'étage)

5. Terme représentant un conteneur, c'est à dire un *objet* en language informatique.

- ARS id : numéro d'identification de l'ARS (c'est à dire, dans le cas de la ligne secteur, du module optique)
- *nbItem* : nombre de fois que l'ARS a compté un nombre de coups, dont l'amplitude est supérieure au seuil, égal au pré-compte

Les valeurs de seuil (th) et de pré-compte (pc), sont enregistrées dans la base de données d'ANTARES [144], qui contient également les dates de début et de fin des runs, la durée du time slice et d'autres paramètres d'initialisation.
D'autres classes développées pour les prises de données du détecteur ANTARES ont été écrites. Elles sont décrites en [143].
Le taux de comptage défini à partir de ces données est simplement :

$$tc = \frac{pc \times nbItems}{time\ slice} \tag{7.1}$$

7.3.4 Les problèmes rencontrés avec la ligne secteur

a) Rupture de la fibre optique de l'horloge générale

La gaine contenant la fibre optique de l'horloge principale du détecteur, servant à la synchronisation des LCM, s'est déformée sous la pression sous-marine. La fabricant n'a pas respecté les spécification imposées par la collaboration ANTARES. La conséquence en est qu'il n'a pas été possible de prendre des données avec la résolution temporelle nécessaire (1 ns) pour la reconstruction des traces de muons. De plus, les systèmes de positionnement acoustique et de calibration temporelle n'ont pas pu être utilisés. Mais des données de taux de comptage pour l'étude de la bioluminescence ont été enregistrées. La prise de données de contrôle asynchrone, l'initialisation des cartes et des hautes tensions, ainsi que la lecture des données d'inclinaison et de direction des LCM n'ont pas été affectées par ce problème. Les tests réalisés sous pression (supérieure à la pression existante sur le site) n'ont pas révélé ce problème. Il est possible que la durée d'immersion soit en cause ; près de 3 mois se sont écoulés entre la mise à l'eau et la connection.
Pour éviter tout problème, la collaboration ANTARES a décidé que désormais les gaines des fibres optiques seront en acier.
Ce problème a eu un effet sur les données enregistrées. Il est expliqué dans le paragraphe suivant.

Discrétisation des taux de comptage
La conséquence de ce problème sur les données de bioluminescence est leur discrétisation. Le nombre *nbItem* est obtenu à partir du nombre d'événements CRM (*Counting Rate Monitoring*). A cause du problème de l'horloge, ces événements CRM ont pris la place des événements SPE (*Single Photon Electron*) dont le format, dans la mémoire tampon des LCM, est de 6 bytes. Lorsque la mémoire est pleine (16 bytes), elle est transférée à la côte, et vidée.
Si, par exemple, le taux de comptage réel est de 70 kHz, durant le time slice de 13,1 ms, le nombre de coups enregistrés est de $13{,}1 \times 10^{-3} \times 70000 = 917$. Avec un pré-compte de 100, le nombre de CRM est de 9, ce qui représente 9×6 bytes $= 54$ bytes dans la mémoire du LCM. Mais seule la partie entière de $54/16 = 3$ ($\times 16$ bytes) seront transférés, c'est à dire 48 bytes. Le nombre *nbItem* obtenu sera de 8. Le taux de comptage obtenu, selon l'équation 7.1 est alors de 61,1 kHz[6]. Le taux de comptage obtenu via les CRM aurait été

6. Voir en Annexe D, la note envoyée à la collaboration ANTARES par J.P. Schuller.

le même (61,1 kHz) si le taux de comptage réel avait été compris entre 61,1 kHz et 76,2 kHz [7].
Il est à noter que le taux de comptage obtenu à partir des événements CRM est toujours inférieur au taux de comptage réel.

b) LCM3

Une très faible entrée d'eau (4 cm^3) à l'intérieur de ce LCM à provoqué un court-circuit, et aucune donnée n'a été enregistrée par cet étage. Les autres étages n'ont pas été affectés. L'origine de cette entrée d'eau n'a pas été identifiée mais il a été noté que l'eau d'une fuite dans un conteneur peut se propager dans les câbles. Des systèmes d'étanchéification («Water block») seront ajoutés entre les secteurs.

7.3.5 La mini-ligne instrumentée

En parallèle avec la ligne secteur, une ligne instrumentée (MIL pour *Mini Instrumentation Line*) a été mise à l'eau. Cette ligne est présentée figure 7.4. Comme pour la ligne secteur, elle est maintenue verticale par une bouée et est attachée à une ancre. Un câble électro-mécanique de 200 m supporte les divers instruments de mesures : une balise optique ainsi qu'un système de positionnement acoustique sur le premier étage, et un courantomètre sur le deuxième. Sur l'ancre est placé la balise laser (voir paragraphe 2.3.2a)) ainsi qu'un capteur de pression.

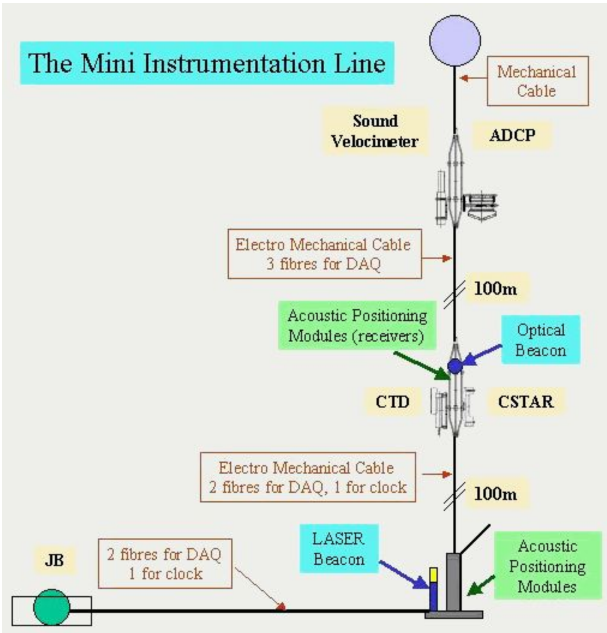


FIG. 7.4 – *Représentation schématique de la Mini Ligne Instrumentée.*

Les problèmes

Le problème de la fibre optique a également affecté la mini-ligne instrumentée. De plus, une fuite a détérioré le deuxième étage. Une spécification au niveau du connecteur (câble

7. Une correction aurait pu être apportée qui, dans cet exemple, mènerait à un taux de comptage de $(61{,}1 + 76{,}2)/2 = 68{,}7$ kHz avec une incertitude de $(76{,}2 - 61{,}1)/\sqrt{12} = 4{,}4$kHz.

- conteneur) n'a pas été respectée par le fabricant. Une différence de 0,26 mm avait été notée, mais les tests sous pression, particulièrement poussés, ont validé le LCM qui a donc été utilisé.
Le courantomètre était placé sur cet étage, donc la MIL n'a pris aucune donnée de vitesse de courant.

7.3.6 Le test 1.17

Pour corroborer les données de taux de comptage acquises avec la ligne secteur un test 1.17 a été placé à environ 1 km de cette ligne durant les deux dernières semaines de prise de données. Le test 1.17 est une ligne autonome de mesure du bruit de fond optique. Ce test 1.17 comporte également un capteur pour mesurer la vitesse du courant. Il n'a malheureusement pas enregistré les taux de comptage mais des données de courant ont pu être acquises durant cette période.

Conclusion

Les tests précédents ont permis d'entrevoir des comportements de la bioluminescence, cohérents avec les informations fournies par les océanologues. Les études montrent une corrélation de l'activité bioluminescente avec le courant marin. De plus, les taux de comptage associés aux pics (aux bursts) montrent une corrélation entre modules optiques décroissante avec la distance qui les sépare (jusqu'à 40 m). L'éventuelle périodicité a été peu étudiée et l'étude de la forme des pics n'a pas été abordée, par manque de données consécutives.
La ligne secteur, prototype d'Antares, même si elle a rencontré quelques problèmes qui ont été compris et résolus, a fournit une grande quantité de données concernant la bioluminescence. Le chapitre suivant présente l'analyse de ces données.

Chapitre 8

Etude du bruit de fond optique

Le prototype «ligne secteur» d'ANTARES a pris des données entre le 18 mars et le 9 juillet 2003. L'analyse des données de bioluminescence est présentée dans ce chapitre. Cette analyse reprend les études abordées lors des tests précédents (cf. § 7.2) mais une modification est apportée à la définition du taux de bursts.
Dans le chapitre précédent, on a vu que la bioluminescence pourrait avoir une périodicité, et de plus qu'il serait possible de d'identifier les espèces des organismes bioluminescents avec la forme du pic qu'ils émettent. Ces deux points sont ajoutés aux points d'analyse déjà existants.
La ligne secteur est composée de 5 étages. Chaque étage comporte un LCM et un seul ARS est nécessaire pour enregistrer les taux de comptage. Un ARS représente donc un module optique, c'est à dire un photomultiplicateur.
La rupture de la fibre optique de l'horloge a eu comme conséquence la modification du format de prise de données concernant le taux de comptage : le format est expliqué dans les deux premières sections. L'étude des lignes de base et des taux de bursts est présentée dans la section 8.2. Le coefficient de corrélation entre modules optiques est abordé à la section 8.3, puis la périodicité en 8.4. Enfin, l'étude de la forme des pics est présentée à la section 8.5.

8.1 Taux de comptage

8.1.1 Les CRM

Le taux de comptage est le nombre de coups enregistré par unité de temps, à chaque nouvelle tranche de temps (*time slice*) de 13,1 ms. En incluant le temps mort t_m[1] de l'électronique (c'est à dire des ARS), le taux de comptage est :

$$tc = \frac{pc \times nbItem}{t_S - t_m \times nbItem} \quad \text{Hz} \tag{8.1}$$

avec t_S la durée du time slice et $nbItem$ le nombre de fois que la valeur du pré-compte a été atteinte durant ce time slice (même définition que dans le paragraphe 7.3.3). Deux

1. Le temps mort est de 1,5 μs, par $nbItem$, pour tous les ARS lorsque le pré-compte est inférieur à 10, et un temps mort de 2,5 μs s'ajoute pour les ARS de version 1.4 (LCM1,2,4).

exemples des variations de ces taux de comptage en fonction du temps sont présentés sur la figure 8.1. L'abcisse représente toujours 2 heures, prises au hasard dans l'ensemble des 1500 heures de données. Les taux de comptage, durant certaines périodes, étaient proches de ce qui était attendu, c'est à dire de ce qui avait été vu lors des tests précédents ; une ligne de base[2] d'environ $60 - 70$ kHz sur laquelle se superposent des pics de bioluminescence (figure supérieure, dont un zoom sur 10 min est présenté sur la figure 8.2). Mais d'autres périodes ne l'étaient pas ; une ligne de base plus haute avec de nombreux pics (figure inférieure).

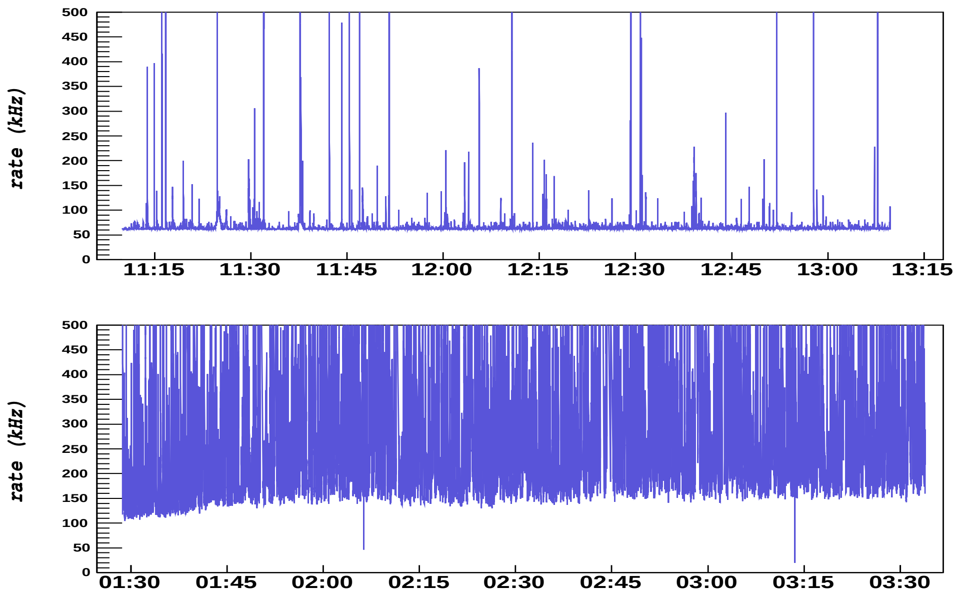


FIG. 8.1 – *Exemple de taux de comptage en fonction du temps. La figure supérieure provient du LCM4 ARS2, de la période 1532 (28 Mai 2003). La figure du dessous présente le run 1270 (3 Mai 2003), pour le même module optique. Les maximums des axes des ordonnées ont été fixés. La valeur de taux de comptage maximale atteinte pour le run 1532 est de 1925 kHz, et de 2580 kHz pour le run 1270.*

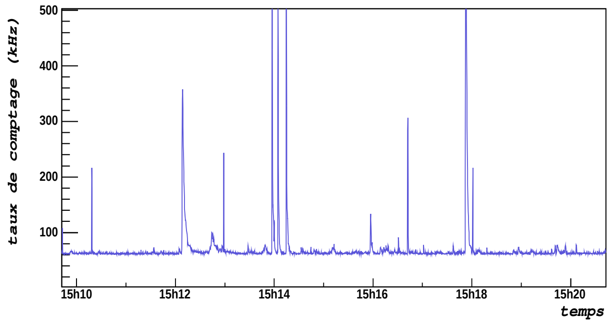


FIG. 8.2 – *Zoom de la figure 8.1 supérieure, sur un intervalle de 10 minutes.*

2. Une définition a été donnée dans le paragraphe 7.1. Le calcul de la ligne de base sera détaillé dans la section 8.2.

a) Distribution des taux de comptage

Un exemple de distribution des taux de comptage est présenté figure 8.3. Cette distribution présente plusieurs pics à des valeurs plus ou moins régulieres ; à ~ 2000, 4350, 6700, et 9500 kHz. Les causes de ces «pseudo-saturations» ne sont pas encore déterminées. Nous y reviendrons cependant dans la section 8.1.3.

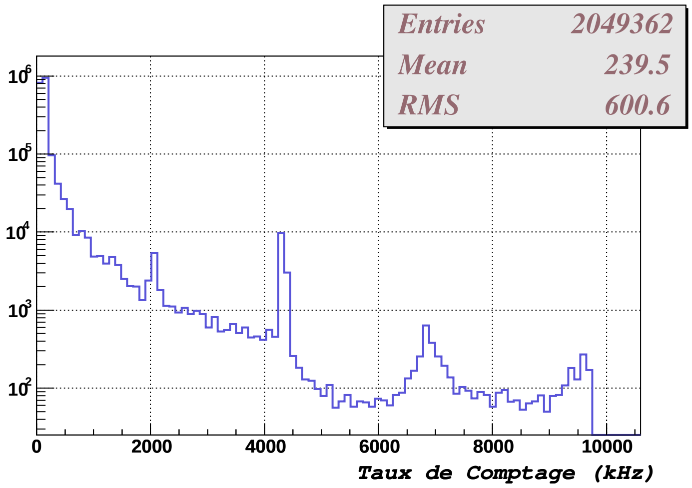


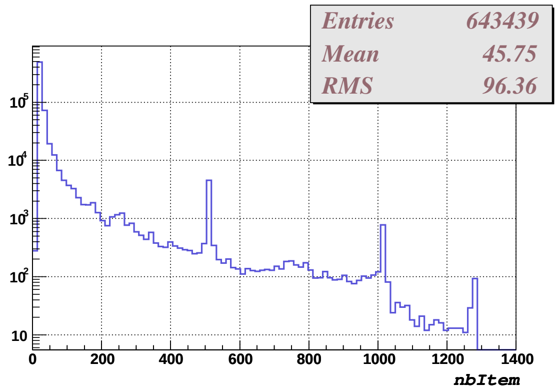
FIG. 8.3 – *Distribution des taux de comptage en kHz, pour le 2ème module optique du 4ème étage, des données du run 1450 (17 Mai 2003, pré-compte 100).*

8.1.2 Les L0

La note de J.P. Schuller (annexe D), à propos de la discrétisation des taux de comptage (voir §7.3.4), conséquence du format utilisé par les événements CRM (*Counting Rate Monitoring*), conclut qu'il est préférable d'utiliser les L0 à la place des CRM. Les L0 ont plusieurs avantages. Ils ne sont pas divisés par un pré-compte (lui aussi facteur de discrétisation des taux de comptage, en multiple du pré-compte divisé par la durée du time slice), et aucun temps mort ne leur est associé (le temps mort provient du traitement par l'ARS).
Il est facile de modifier les programmes utilisés par les processeurs de la ligne ; il est en effet possible de se connecter aux processeurs via les câbles, et de leur envoyer une nouvelle version d'un programme. Une simple connection *telnet* permet de le faire. Cette flexibilité au niveau des programmes d'acquisition a permis d'enregistrer l'information des événements L0. Cette information niveau zéro, a été ajoutée dans les fichiers de données, en parallèle aux CRM, sous le terme de *nbItemOrg*. Ces événements L0 ont été enregistrés à partir du 25 Juin 2003. Cela représente près de 200 heures effectives de données. Seuls deux ensembles de paramètres ont été utilisés : le seuil est toujours fixé à 30 mV (0,3 spe) et le pré-compte est de 10 ou de 50.

a) Distribution

La figure 8.4 présente la distribution des données L0, ainsi que celle de la même période (6 juillet 2003) pour les CRM. Il s'agit des événements CRM bruts (figure de gauche). Pour que cela soit comparable, la figure de droite présente les événements L0 divisés par le pré-compte des CRM. (Il n'y a pas de pré-compte pour les L0). Mis à part les pics présents dans la distribution des CRM, la forme générale des deux courbes est similaire. Les L0 sont enregistrés sur 16 bits, le maximum physique des L0 est donc de $2^{16} - 1 = 65535$ coups, c'est à dire 5 MHz. Sur la figure 8.4 à droite, les L0 saturent pour des valeurs



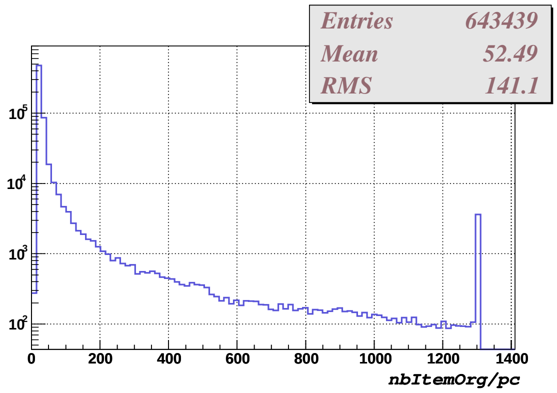


FIG. 8.4 – *Distribution du nombre de coups par pré-compte, obtenus à partir des CRM (à gauche) et des L0 (à droite), pour l'ARS0 du LCM1 pendant le run 1681.*

de $1310 \times pc\,(= 50) = 65500$ coups par time slice (13,1 ms), c'est à dire à 5 MHz. Les taux de comptage en fonction du temps, obtenus à partir des L0 sont tout à fait similaires car, sur la figure 8.4, la distribution des CRM (*nbItem*) ou des L0 (*nbItemsOrg*) dans la région où leurs valeurs sont inférieures à 200 ($\sim$ 760 kHz) sont superposables. Seuls les taux de comptage de plus de 1,5 MHz ($nbItem > 400$) sont particulièrement modifiés.

8.1.3 L0 en fonction des CRM

La figure 8.5 montre la distribution bidimensionnelle du nombre de coups par pré-compte des CRM (*nbItem*) en fonction du nombre de coups L0 divisé par le pré-compte (*nbItemOrg/pc*). La valeur des CRM augmente avec la valeur des L0, mais ce qui devrait être une parfaite ligne droite de pente 1 (la ligne rouge), se repartit selon deux contributions :
- une ligne brisée entre les points (0,0) jusqu'au point (1350,1350),
- un nuage de point autour de cette ligne.

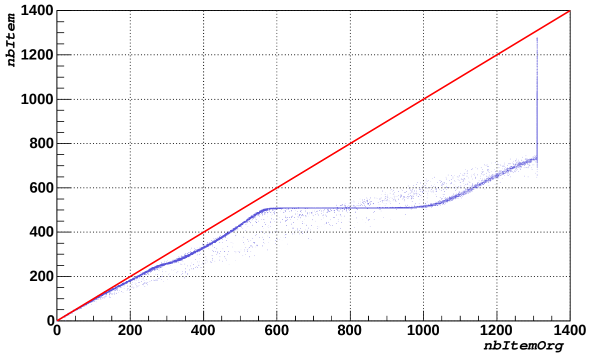


FIG. 8.5 – *Nombre de L0 divisé par le pré-compte en fonction du nombre de CRM, run 1681, LCM1 ARS0 (en bleu).*

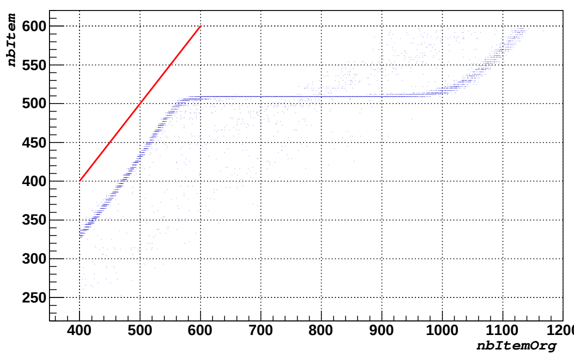


FIG. 8.6 – *Zoom de la figure ci-contre.*

Les valeurs des CRM sont toujours plus faibles que celles des L0, sauf pour de très faibles valeurs de taux de comptage ($nbItem < 60$). La saturation des L0 se signale par la ligne verticale pour des CRM entre $\sim$ 750 et 1350 coups par pré-compte. Il existe des taux de comptage assez grands pour que malgré leur saturation, les CRM rejoignent le même maximum que celui des L0. Si l'on suppose que les CRM vont continuer de saturer de la même manière pour des taux de comptage plus élevés (ce qui est une supposition optimiste), en prolongeant la dernière pente des CRM jusqu'à un nombre de coups par pré-compte de 1350, les L0 les plus élevés seraient à un nombre de coups de $\sim$ 2000 ce qui représente un taux de comptage de plus de 7 MHz.
Les CRM sont (presque) toujours placés sous la ligne rouge, ils comptent (presque) toujours moins que les L0. La différence maximale est de l'ordre de 700 coups par pré-compte, c'est à dire 2,6 MHz.
La figure 8.6 est un zoom de la figure précédente, on voit que les deux parties montantes de la ligne brisée sont composées de plusieurs petites lignes horizontales, dûes à la discrétisation des CRM. La large ligne horizontale centrale n'est, par contre, pas comprise. On peut noter que les points d'inflexion de cette ligne sont proches de valeurs particulières telles que : 128, 256, 512, 1024, c'est à dire des puissances de 2^n. Ces points d'inflections mènent aux »pseudo-saturations« évoquées dans la section 8.1.1a). De même, le nuage de points n'est pas compris. Une explication possible est, pour ces points situés sous la ligne horizontale, que le temps mort qui augmente avec le taux de comptage, s'ajoute à la discrétisation. Ceci aurait pour effet de descendre des points de la ligne dense à des CRM de valeur plus faible, car l'écart entre la ligne et les points s'élargit avec des L0 plus grands. Mais ceci ne fournit pas d'explication pour les points au-dessus de la ligne brisée.
Pour des données prises avec un pré-compte de 10, la distribution des points présente des différences : l'intervalle est modifié par la valeur du pré-compte (intervalle entre 0 et 6550), et il n'y a pas de ligne horizontale. A la place de cette ligne horizontale, une inflexion de la courbe apparaît. Par contre la pente des deux parties de ligne montante, est la même dans le cas des deux prises de données.

Résumé
Les 1500 heures de données enregistrées sous le format des CRM présentent des inconvénients de discrétisation et des comportements incompris («pseudo-saturation»). Les données enregistrées sous le format L0 ne présentent pas ces désavantages mais saturent à 65500 coups par time slice, et la quantité de données enregistrées en L0 est nettement moins importante que celle enregistrée sous le format CRM, même si cela représente tout de même deux fois plus que la totalité des tests précédents (cf. tableau 7.2). Dans la suite, le choix de présenter l'analyse à partir de l'un ou de l'autre de ces formats (ou de les comparer) se fera en fonction de l'étude envisagée.

8.2 Ligne de base et taux de bursts

La première étape de toutes les études menées sur la bioluminescence a été de déterminer la ligne de base, c'est à dire une estimation de la composante continue de la bioluminescence. A partir de cette ligne de base, le taux de bursts est calculé ; il s'agit de la fraction du temps pendant lequel, le taux de comptage est supérieur à un seuil. Le taux de bursts permet d'estimer le «degré d'activité» de la bioluminescence.

8.2.1 Méthode de calcul

Ligne de base La ligne de base est calculée à partir de la distribution des taux de comptage. La valeur moyenne (m) et sa dispersion (σ) sont calculées par échantillons de 50000 time slices ($\sim$ 10 min). Puis, la distribution est diminuée selon :

$$tc[i] - m \leq \sigma \tag{8.2}$$

avec $tc[i]$, le taux de comptage du ième time slice. La distribution réduite obtenue, est à nouveau réduite selon le même critère. Et à nouveau, jusqu'à ce que la valeur moyenne et la dispersion de la distribution réduite suivante, gardent la même valeur. La valeur de la ligne de base est la dernière valeur moyenne obtenue. La dernière valeur de la dispersion est l'erreur[3] estimée sur la ligne de base (pour cet intervalle de 10 min). La figure 8.7 présente un dessin qui explique cette méthode de calcul. Cette méthode permet de calculer rapidement une valeur proche de la «valeur la plus probable».

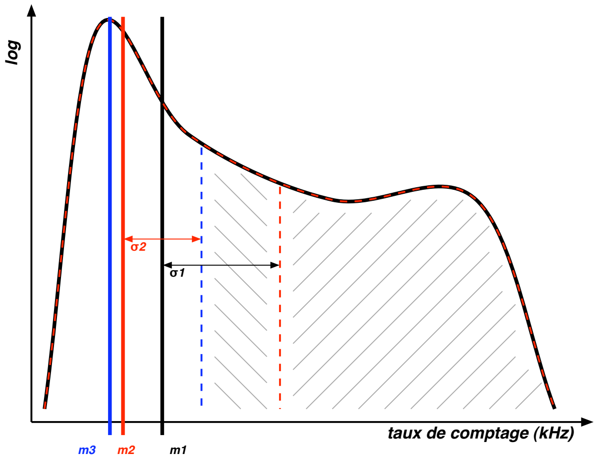


FIG. 8.7 – *Dessin explicatif de la méthode de calcul de la ligne de base. En noir, $m1$ et $\sigma1$ proviennent de la distribution d'un échantillon de 10 min de taux de comptage. La première distribution est la précédente diminuée de la partie en rouge (à droite des pointillés), et la suivante est diminuée de la partie en bleu (pointillés). Le nombre d'itération varie de 3 pour des périodes calmes, où la distribution n'a pas de queue à hauts taux de comptage, jusqu'à $\sim$ 30, dans le cas contraire. Ce nombre d'itération n'est représentatif, ici.*

La valeur moyenne des erreurs (relatives) sur la ligne de base est d'environ 5%. Selon des intervalles de valeurs de lignes de base, les valeurs moyennes des erreurs sont du même ordre : de 4 à 9%. Seuls 12% des valeurs de ligne de base sont affectées d'une erreur supérieure à 10%. L'erreur typique sur la ligne de base est estimée à environ 10% (voir les figures en annexe E.1).

Taux de bursts La définition du taux de bursts adoptée pour les analyses de bioluminescence des lignes de tests précédents (section 7.2), était la fraction du temps pendant laquelle le taux de comptage est supérieur à 200 kHz[4]. Mais lorsque le taux de comptage

3. Notons qu'il s'agit de la dispersion σ et non de $\sigma/\sqrt{N}$, l'erreur sur la valeur moyenne.
4. Valeur qui avait été définie par rapport au temps mort de l'électronique des tests, qui n'est pas celle employée sur la ligne secteur.

devient très élevé et que la ligne de base dépasse ce seuil, cette définition n'est plus utilisable ; elle donne un taux de bursts égal à 1. Une nouvelle définition a été utilisée, calculée à partir de la ligne de base, selon :

$$r = \frac{N(tc[i] \geq \text{base[i]} \times 1.2)}{N_{tot}} \tag{8.3}$$

avec $tc[i]$, le taux de comptage, base[i], la valeur de la ligne de base, et N_{tot}, le nombre de time slices. Ce taux de bursts est la fraction de temps pendant lequel le taux de comptage est supérieur à la ligne de base augmentée de 20%, et cela durant l'échantillon de 10 min utilisé pour calculer la ligne de base. Ce taux de bursts donne une idée du degré d'activité de cet échantillon du run.
L'erreur sur le taux de bursts est estimée à partir de l'erreur sur la ligne de base ; il s'agit de la différence entre le taux de bursts obtenu selon l'équation 8.3 et la ligne de base elle-même ($= base$), et le taux de bursts obtenu selon cette même équation pour une ligne de base augmentée de err_base, l'erreur sur la ligne de base ($= base + err\_base$).
La valeur moyenne des erreurs relatives sur le taux de bursts est de 14%, mais pour des taux de bursts compris entre 0,02 et 1, la valeur moyenne de l'erreur relative est inférieure 10%. Pour les taux de bursts inférieurs à 0,02, la valeur moyenne de l'erreur est très élevée : 96%, mais cela concerne moins de 5% des données. L'erreur sur le taux de bursts est estimée à environ 10% (voir également les figures en annexe E.1).

Les définitions de la ligne de base et du taux de bursts ont été données. Leur évolution dans le temps, leur distribution ainsi que les informations obtenues sont présentées dans les paragraphes suivants.

8.2.2 Ligne de base

La figure 8.8 présente la variation de la ligne de base en fonction du temps sur toute la période de prise de données (du 18 mars au 9 juillet), pour les 4 LCM, avec les 3 modules optiques superposés. La ligne de base présente de fortes variations, depuis des valeurs basses (en-dessous de 100 kHz) jusque des valeurs très élevées (jusqu'à 500 kHz). Il n'apparaît aucune périodicité.
Sur la figure 8.9, la ligne de base est présentée en fonction du temps pour un seul module optique du LCM4, avec des couleurs différentes selon la valeur du pré-compte. On peut voir que la discrétisation est plus importante lorsque le pré-compte est plus grand.
Une autre méthode de calcul de la ligne de base a été utilisée au sein de la collaboration ANTARES. Cette méthode définit la ligne de base comme la médiane[5] de la distribution (dans un échantillon de 15 min) des taux de comptage moyennés sur 20 time slices ($\sim$ 0,26 s). Cette moyenne sur 20 times slices masque l'effet de discrétisation, comme on peut le voir sur la figure du haut de la figure 8.11[6] (la période représentée est plus courte ; entre 10 avril et le 17 juin).

Distribution des lignes de base et comparaison de la ligne de base obtenue à partir des L0
Pour des faibles valeurs du taux de comptage, la distribution des L0 est similaire à celle des CRM (section 8.1.3). Les lignes de base calculées à partir des L0 et des CRM sont

5. La médiane m est telle que $\int_{x_{min}}^{m} f(x)dx = 0{,}5$.
6. Figure présentée lors d'un meeting de collaboration

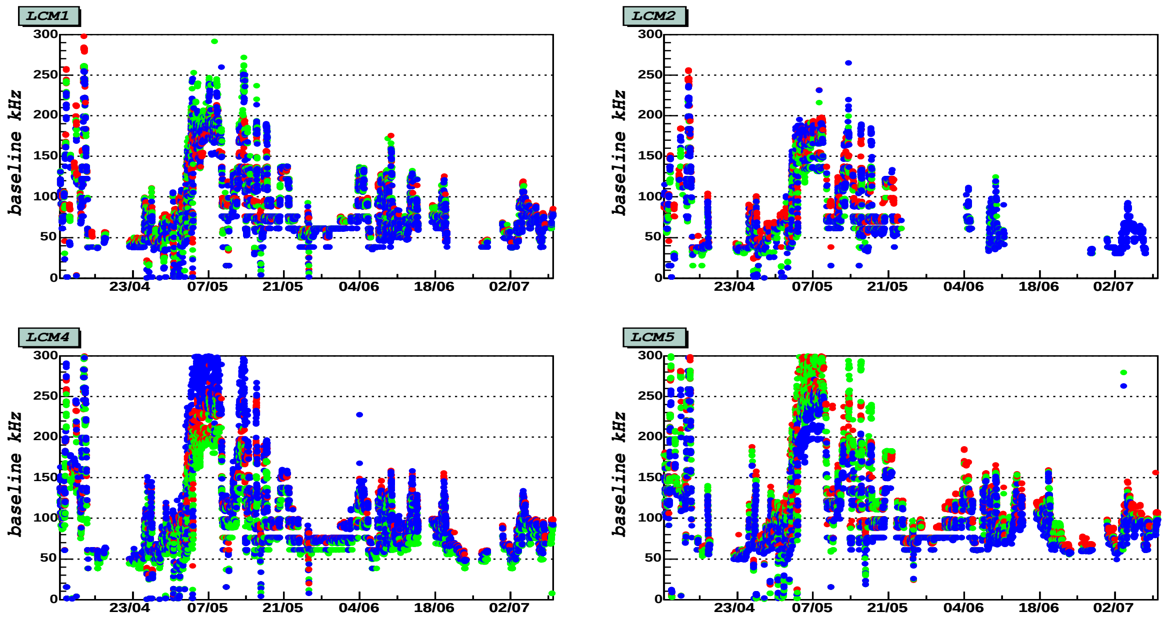


Fig. 8.8 – *Ligne de base en fonction du temps pour les 3 modules optiques (superposés avec 3 couleurs) des 4 étages.*

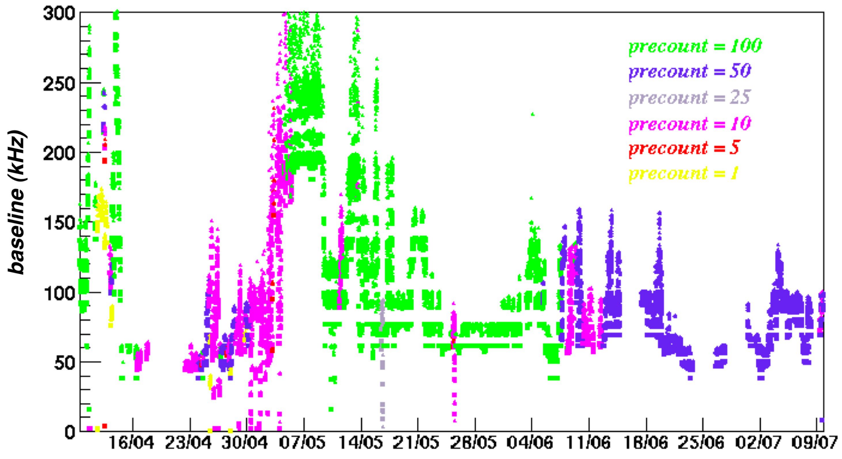


Fig. 8.9 – *Ligne de base en fonction du temps pour un module optique du 4ème étage. Les couleurs sont pour de valeurs de pré-compte différentes, indiquées sur la figure.*

alors compatibles. La seule différence est la discrétisation présente pour la ligne de base calculée à partir des CRM, qui n'existe pas pour les L0.
Les distributions des lignes de base calculées à partir des L0 et les CRM sont présentées sur la figure 8.10. La différence est nette ; les valeurs des lignes de base calculées à partir des CRM (figure de droite) présentent une discrétisation qui ne se retrouve pas dans celles obtenues à partir des L0 (figure de gauche). La distribution des lignes de base obtenues avec les L0 montre 3 composantes ; entre 30 et 50 kHz, entre 50 et 70 kHz, et entre 70 et 150 kHz. Nous reviendrons à ces distributions dans la suite de ce document.

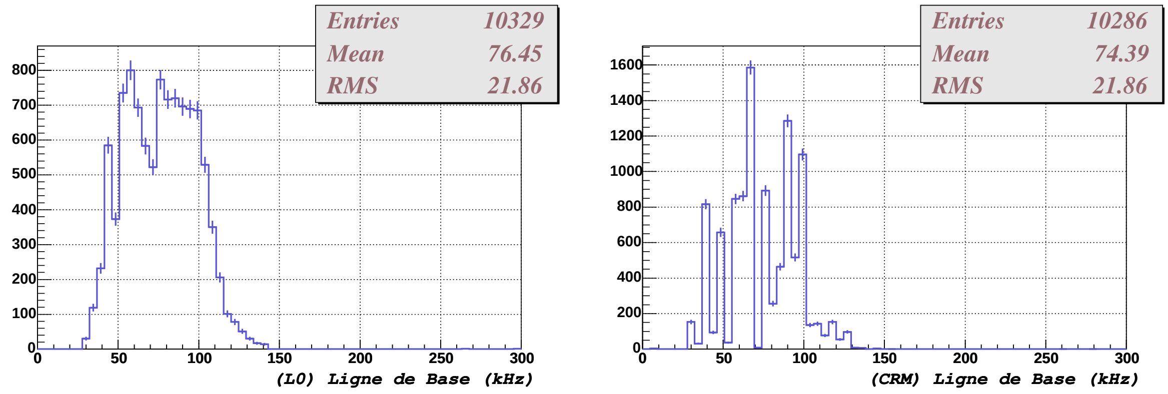


FIG. 8.10 – *Distributions des valeurs des lignes de base, en kHz, obtenues à partir des L0 (à gauche), et à partir des CRM (à droite).*

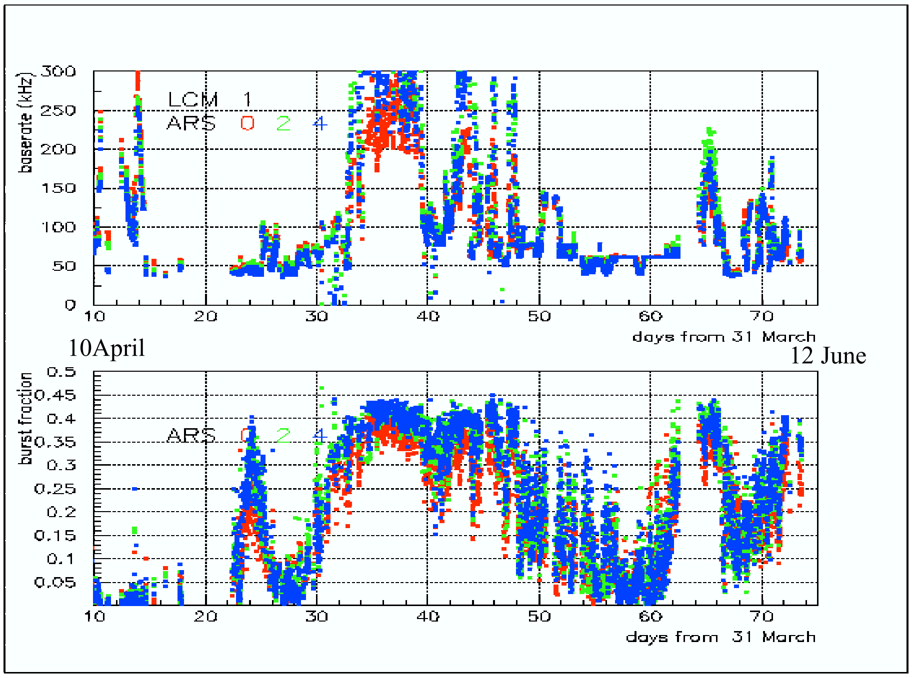


FIG. 8.11 – *Figure supérieure : Ligne de base en fonction du temps pour la période du 10 avril au 17 juin. La ligne de base est calculée avec une autre méthode qui moyenne sur 20 time slices avant de calculer la valeur de la ligne de base, ce qui masque la discrétisation. La ligne de base est la médiane de la distribution des taux de comptage moyens dans un échantillon de 15 min. Figure inférieure : Taux de bursts calculé à partir de la ligne de base obtenue par cette méthode. Le maximum obtenu est de 0,5, effet provenant de l'utilisation de la médiane.*

8.2.3 Taux de bursts

La figure 8.12 montre les variations du taux de bursts en fonction du temps, sur toute la période de prise de données. A nouveau, aucune périodicité n'apparaît clairement et le taux de bursts varie de valeurs très basses à presque 1.
Les variations taux de bursts calculé avec l'autre méthode utilisée dans la collaboration ANTARES est présenté sur la figure 8.11 inférieure, pour la période entre le 10 avril et le 17 juin. Le taux de bursts est calculé de façon identique (eq. 8.3) mais la ligne de base

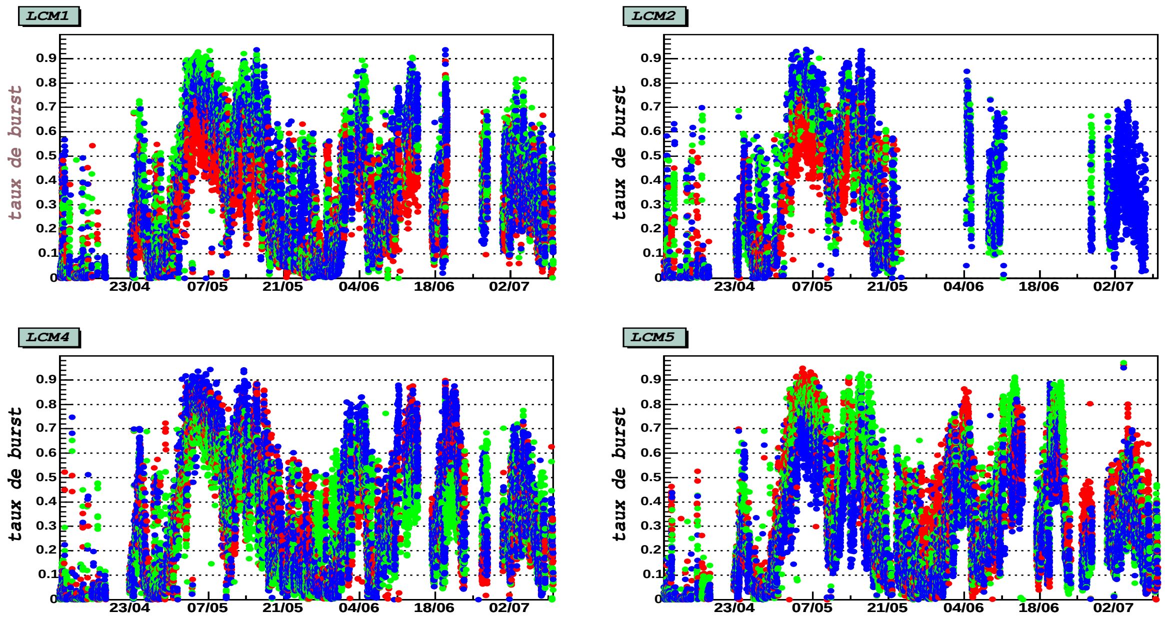


Fig. 8.12 – *Taux de bursts en fonction du temps pour les 3 modules optiques (superposés avec 3 couleurs) des 4 étages. L'ensemble de la période du 18 mars au 9 juillet est présentée.*

à partir de laquelle il est obtenu, est évaluée différemment. Ici, le taux de bursts s'étale entre de très faible valeurs jusqu'à 0,5 car la ligne de base est définie comme étant une médiane. Mais l'évolution générale du taux de bursts en fonction du temps est tout à fait semblable.

a) Distributions

La figure 8.13 montre la distribution des taux de bursts (à gauche) et la superposition de 3 distributions de taux de bursts normalisées au nombre d'entrées, pour des valeurs de pré-compte différentes et le même seuil. Pour initialiser les ARS, 75 paramètres sont nécessaires. Mais durant toutes les prises de données, seules deux d'entre eux (le seuil et le pré-compte) ont été modifiés.

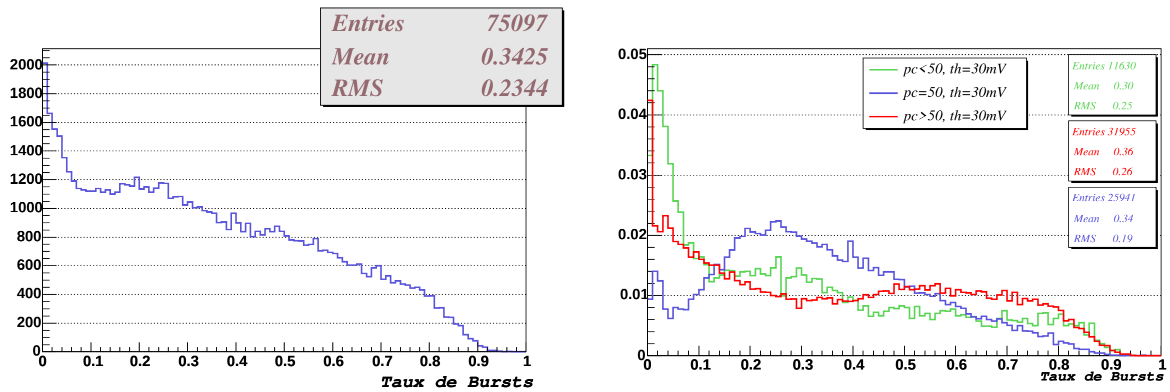


Fig. 8.13 – *Distributions des taux de bursts. A gauche, toutes les données sont intégrées dans la distribution. A droite il s'agit des données pour un seuil de 30 mV, séparées par valeur de pré-compte, et normalisées au nombre d'entrées.*

Influence du seuil La valeur du seuil a une influence directe sur les photomultiplicateurs ; dans un même environnement sous-marin, deux prises de données faites avec des valeurs de seuil différentes, vont donner deux lignes de base différentes, où la plus haute ligne de base sera obtenue avec le seuil le plus bas, et vice-versa. Le taux de bursts sera également plus faible pour un seuil plus haut. Les valeurs de seuil utilisées sont réparties entre 15 mV et 300 mV([7]), mais 90% des prises de données ont été effectuées avec un seuil de 30 mV (moins de 10% avec $th > 30$ mV, et $\sim 1\,°/_{\circ\circ}$ avec $th < 30$ mV). Il y a donc une très faible influence du seuil *dans les données* (figure 8.13 à gauche), et choisir un seuil de 30 mV va diminuer le nombre d'entrées dans les classes statistiques (bins) de bas taux de bursts.

Influence du pré-compte Le pré-compte est un facteur multiplicatif qui n'a pas d'influence directe sur les photomultiplicateurs. Par contre, le taux de comptage (donc la ligne de base, donc le taux de bursts) est sensiblement modifié par le pré-compte : d'une part par la discrétisation liée au pré-compte lui-même (on n'obtient que des valeurs multiples du pré-compte) et celle liée à la mémoire tampon et, d'autre part par l'augmentation du temps mort. L'augmentation du pré-compte augmente la discrétisation et augmente le taux de bursts (distribution rouge au-dessus des 2 autres pour $r > 0{,}5$). A l'inverse, un pré-compte plus faible, augmente le temps mort, et diminue le taux de bursts (distribution verte au-dessus des 2 autres pour $r < 0.15$).

b) Comparaison L0 - CRM

Une valeur de pré-compte égale à 50 (ligne bleue figure 8.13) semble être un compromis entre la discrétisation et le temps mort. La figure 8.14 montre les distributions des taux de bursts pour la période commune de prise de données dans les formats L0 et CRM. Elles sont en effet assez similaires. La moyenne du taux de bursts calculée à partir des L0 est plus élevée que celle obtenue avec les CRM mais elle reste compatible avec cette dernière, compte tenu des erreurs sur les taux de bursts.

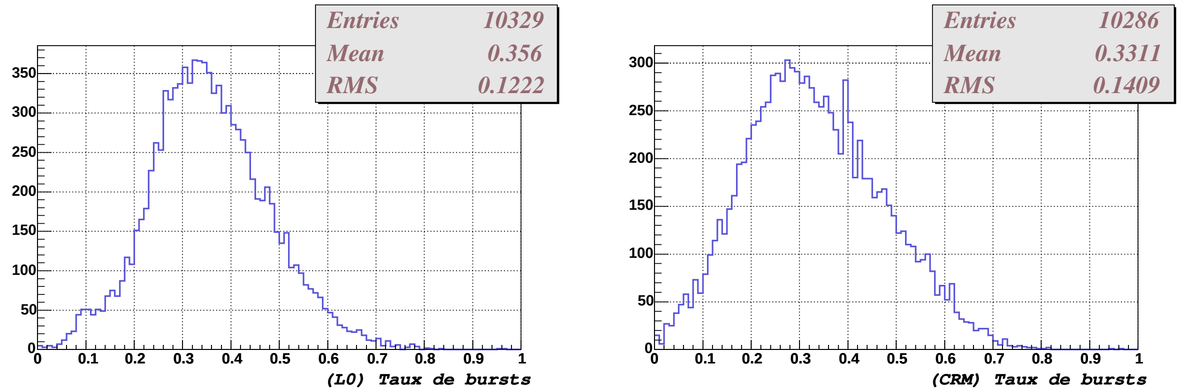


FIG. 8.14 – *Distributions des taux de bursts obtenus avec les L0 (à gauche), et les CRM (à droite), pour la période commune de prise de données.*

c) Prises de données avec des pré-comptes différents à des périodes différentes

La discussion dans la section précédente indique que les prises de données réalisées avec un pré-compte de 50, donnent des taux de comptage plus proches de la réalité. Mais ces

7. entre 0,15 et 6 spe

prises de données ont été effectuées à des périodes particulières. La figure 8.15 montre la distribution des dates auxquelles les données ont été enregistrées (par échantillons de 10 min selon le calcul de la ligne de base), avec différentes couleurs selon les pré-comptes. Les

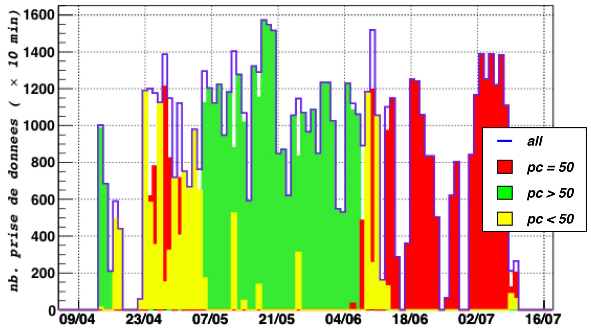


Fig. 8.15 – *Distribution des dates auxquelles les données ont été prises (par échantillons de 10 min), avec différentes couleurs selon les pré-compte.*

périodes où la ligne de base et le taux de bursts sont les plus élevés, entre le 1er Mai et le 1er Juin ainsi qu'aux premières prises de données, sont celles pendant lesquelles le pré-compte est > 50 (vert). Les périodes où des lignes des base sont les moins élevées (Juin) correspondent aux données prises avec un pré-compte de 50. Est-ce une coïncidence, ou un réel biais ? Des précédents tests, seul le 1.10 a montré une activité importante (une ligne de base supérieure à 150 kHz), mais aucun n'a été effectué à la fin du printemps ou au début de l'été où l'activité relevée par la ligne secteur est la plus importante. D'après les informations des océanographes, cette période présente en effet une plus forte activité bioluminescente mais qui ne concerne que les zones côtières et peu ou moyennement profondes. Cette augmentation proviendrait du développement des dinoflagellés mais ces derniers ne serait plus présents à la profondeur d'Antares [146]. Il est donc fort probable qu'il s'agisse d'une coïncidence et qu'un pré-compte de 50 soit un réel compromis entre la discrétisation et le temps mort.

8.2.4 Corrélation ligne de base - taux de bursts

La figure 8.16 (en haut, à gauche) montre les taux de bursts en fonction de la ligne de base, pour toutes les données (CRM) et tous les LCM dont les 3 ARS sont superposés. Sur cette figure, on ne peut pas voir de correlation claire entre les lignes des base et les taux de bursts. Mais on peut définir deux regions :
- un triangle depuis les plus bas au plus hauts taux de bursts (de 0 à 1) pour des lignes de base basses ($\sim$ 30 kHz), jusqu'au plus hauts taux de bursts (= 1) pour les plus hautes lignes de base ($\sim$ 300 kHz).
- une zone de très faible taux de bursts (< 0,05) pour toute ligne de base.
Le triangle correspond à des périodes où l'activité est si intense que la ligne de base est la limite inférieure du taux de comptage, et non la composante continue (comme sur la figure 8.1 inférieure). Dans ce cas, la ligne de base n'est plus un bon estimateur de la composante continue.
A gauche de ce triangle, les lignes de base de très faibles valeurs associées à toute valeur de taux de bursts, proviennent des prises de données avec un seuil plus élevé. La zone de très faibles taux de bursts pour toutes valeurs de ligne de base provient des prises de données faites avec un pré-compte élevé. Ceci se constate en comparant les figures pour les pré-compte > 50 (en bas, à droite) et < 50 (en bas, à gauche). Sur ces figures, on voit aussi l'influence du pré-compte sur la discrétisation (plus forte pour les pré-comptes plus

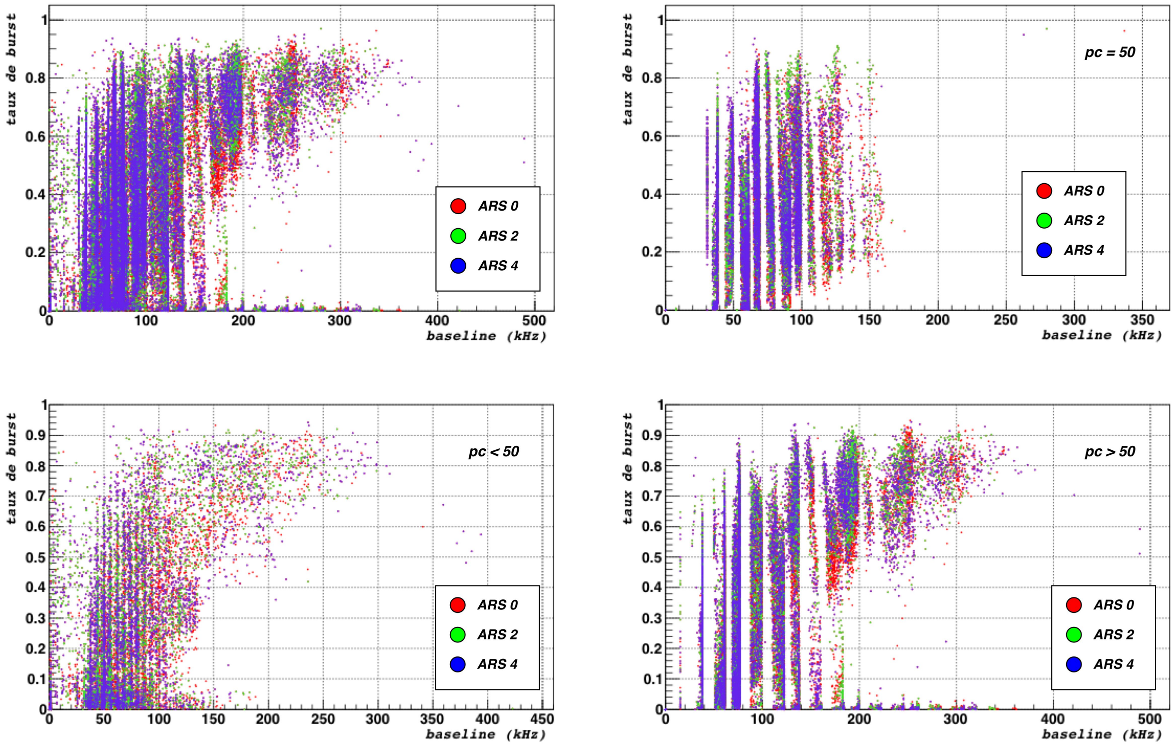


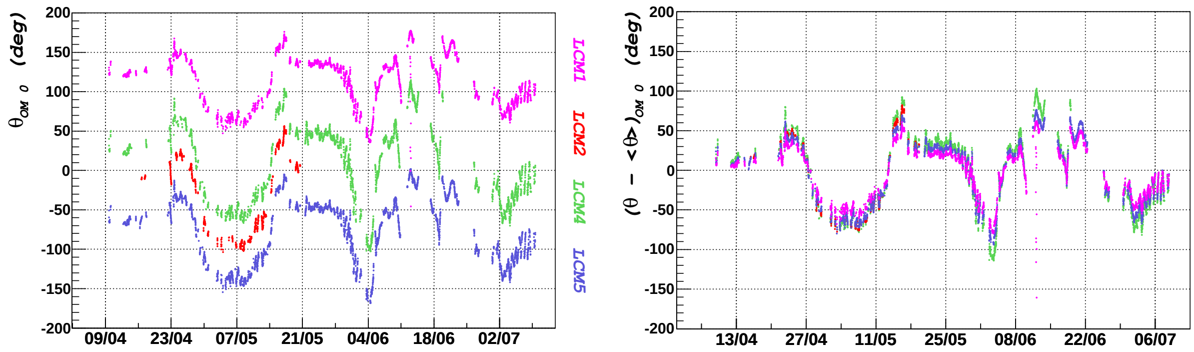
FIG. 8.16 – *Taux de bursts en fonction des lignes de base, pour toutes les données (en haut, à gauche), pour pc* $= 50$ *(en haut, à droite), pour pc* < 50 *(en bas, à gauche), et pour pc* > 50 *(en bas, à gauche). Les 3 couleurs sont pour les 3 modules optiques, pour tous les étages.*

élevés). On remarque également une concentration de points :
- à faible ligne de base et faible taux de bursts pour $pc < 50$
- à haute ligne de base et haut taux de bursts pour $pc > 50$.
Dans le cas des données prises avec $pc = 50$ (en haut, à droite), les valeurs de ligne de base et de taux de bursts se répartissent sur un intervalle restreint par rapport aux prises de données avec $pc \neq 50$. La zone correspondante est la même avec les données prises dans le format L0, que pour celle obtenue à partir des données CRM dans la période commune aux deux formats.

Les évolutions en fonction du temps de la ligne de base et du taux de bursts obtenus à partir des événements CRM ou L0 sont essentiellement semblables. Les distributions des taux de bursts calculés à partir des données enregistrées dans les deux formats sont également assez proches. On a vu l'influence du pré-compte sur le temps mort et la discrétisation, et un compromis entre ces deux phénomènes peut être obtenu en choisissant un pré-compte de 50. Mais choisir un pré-compte de 50 implique de n'utiliser que les périodes les plus calmes. Il semble qu'il n'y ait pas de moyen de contourner les inconvénients des CRM par un choix de valeur de pré-compte ou de seuil. On peut dire, enfin, qu'il n'y a pas de corrélation entre les ligne de base et les taux de bursts.

8.2.5 Uniformité des lignes de base et taux de bursts

La ligne est souple, elle peut bouger avec les courants. Les capteurs utilisés pour mesurer la direction et l'inclinaison des LCM le long de la ligne ont fonctionné. Les données recueillies permettent de montrer que la ligne secteur bouge à la manière d'un cylindre solide ; l'orientation des modules optiques les uns par rapport aux autres reste assez constante (figures 8.17). Eensemble, les 5 étages changent assez rapidement de direction de sorte que chaque module optique s'est trouvé dans toutes les directions d'un cône de 200°. De ce fait les taux de comptage de chaque modules optiques sont moins affectés par une éventuelle non-uniformité en azimuth. L'uniformité en hauteur reste à être vérifiée, c'est l'objet du paragraphe suivant. Pour tester l'éventuelle uniformité de la biolumines-



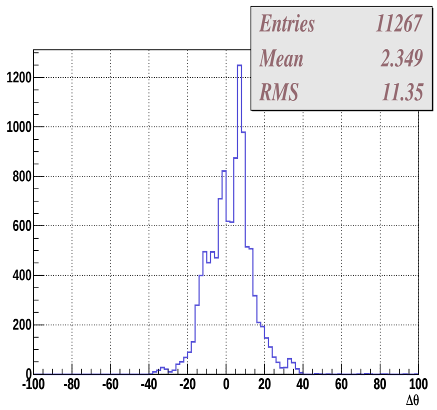


FIG. 8.17 – *Au-dessus : (gauche) Angle du module optique 1 (ARS0), par rapport au Nord, pour les 4 étages, en fonction du temps. A droite les valeurs moyennes ont été soustraites. Ci-contre : Distribution des différences des angles entre les modules optiques 1 de chaque étage. En moyenne, les modules optiques 1, c'est à dire chaque étages, se sont décalés de 2°.*

cence en fonction de la hauteur, les valeurs de ligne de base et de taux de bursts sont moyennées par étage, c'est à dire sur les 3 modules optiques (tableau 8.1). La figure 8.18 à gauche, montre la différence entre 2 étages des moyennes des lignes de base en fonction de la distance qui les sépare. L'électronique de chaque étage influe sur ces valeurs ; par exemple la version de l'ARS du 5ème étage n'est pas la même que pour les autres étages. Il est de ce fait difficile de conclure en ce qui concerne les lignes de bases avec la hauteur. Par contre, les taux de bursts sont indépendants de l'électronique du fait de leur définition (le taux de bursts est un rapport de nombre d'entrées). La figure 8.18 à droite, montre que les taux de bursts, sont, en moyenne, uniformes avec la hauteur. Il est de ce fait assez plausible que cela soit également le cas pour les lignes de base.

Si on suppose qu'en moyenne les lignes de base devraient être constantes sur la hauteur de la ligne, les valeurs moyenns des lignes de base de chaque LCM devraient être les mêmes et être égales à $\sim$ 76 kHz (figure 8.10). La figure 8.20 est la distribution des lignes de base (L0) dont la valeur a été déplacée afin que les valeurs moyennes de chaque étage coïncident. Les trois contributions de la figure 8.10 se regroupent en 2 parties ; l'une avec

étage	1	2	4	5
<base>	102	89	121	135
<burst>	0,37	0,36	0,37	0,35

TAB. 8.1 – *Valeurs moyennes par étage, des lignes de base et taux de bursts.*

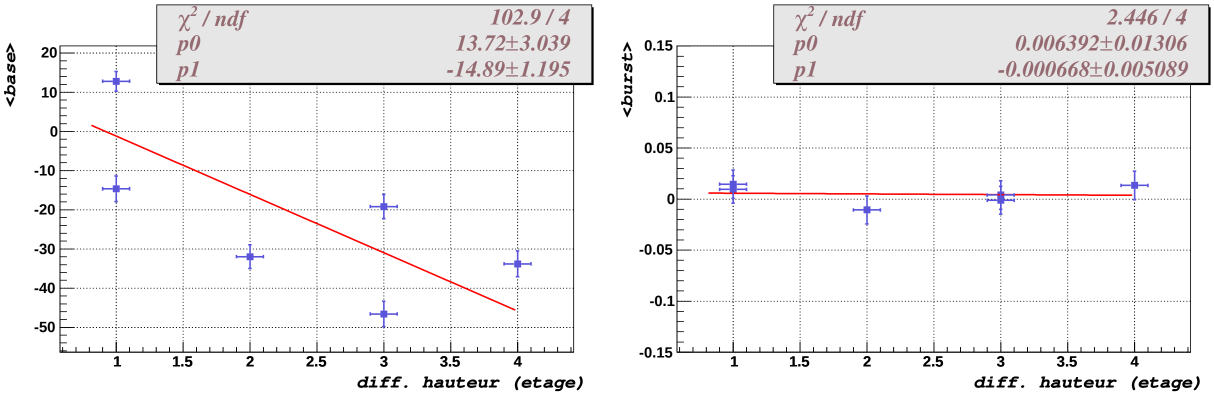


FIG. 8.18 – *Différences des moyennes par étages, des lignes de base (à gauche), et des taux de bursts (à droite), en fonction de la distance entre 2 étages. L'étage inférieur est toujours soustrait. La présence de un ou de deux points selon la distance est expliquée sur la figure 8.19.*

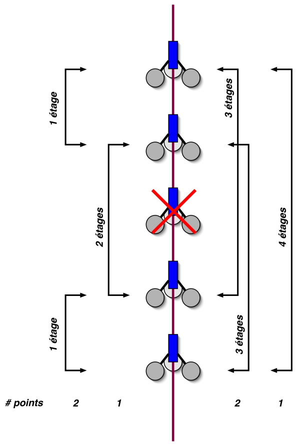


FIG. 8.19 – *Schéma de la ligne secteur. Il y a deux contributions (par exemple pour la différence de la valeur moyenne de la ligne de base entre deux étages) si la distance considérée est de 1 ou de 3 étage(s). Pour une distance de 2 ou de 4 étages, la contribution est unique.*

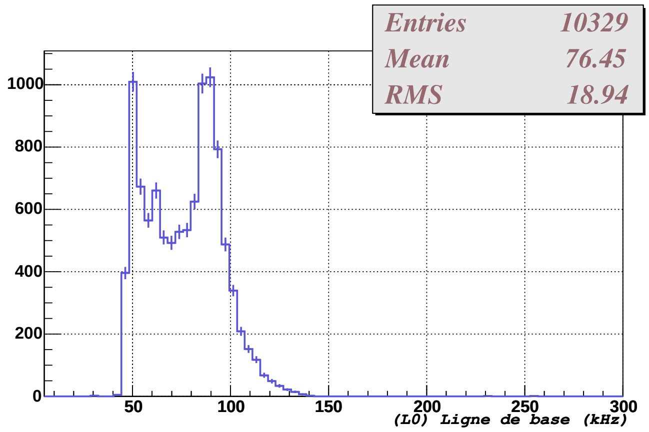
des valeurs de ligne de base supérieures à 70 kHz, et l'autre où elles sont inférieures[8]. L'origine de ces deux populations est discutée dans la section suivante.

8.2.6 Corrélation avec le courant

Dans les tests précédents, il a été montré que le courant avait une influence sur l'activité bioluminescente. Le test 1.17 mis en place durant les 2 dernières semaines de prise de données, a enregistré les valeurs du courant. Les données de bioluminescence peuvent être comparées avec le courant durant cette période. Le test 1.17 était placé à près d'un kilomètre de la ligne secteur, il est donc fort possible que le courant sur le site de la ligne secteur ne soit pas exactement celui enregistré par le test 1.17. Déduire le courant en un point à partir d'une mesure effectuée en un autre, implique des hypothèses sur les variations spatiales du courant. Je supposerai qu'il est le même pour les deux sites.
La figure 8.21 montre les valeurs moyennes des ligne de base (à gauche), et des taux de

8. Les valeurs de ligne de base les plus basses proviennent exclusivement du LCM 2 et les plus hautes, du LCM 5.

FIG. 8.20 – *Distribution des lignes de base calculées à partir des événements L0, en kHz. On suppose que les lignes de base sont contantes en fonction de la profondeur : chacune des valeurs de ligne de base a été déplacée afin que les valeur moyennes pour chaque LCM soient égales.*



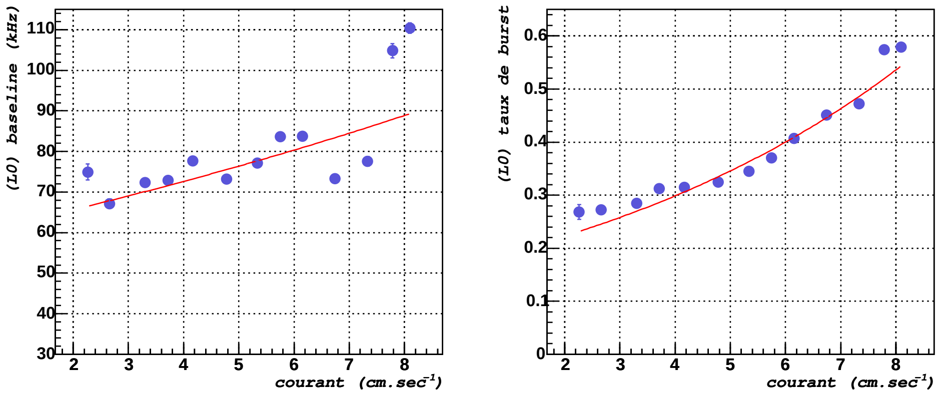


FIG. 8.21 – *Valeurs de ligne de base (à gauche) et de taux de bursts (à droite) moyennées par intervalles de courant de 0,5 cm s^{-1}, en fonction du courant. Données obtenues via les événements L0.*

bursts (à droite) enregistrées sur des intervalles de 0,5 cm s^{-1} du courant, en fonction du courant. Il s'agit des événements L0, la figure établie à partir des CRM étant comparable. La corrélation des taux de bursts avec le courant est claire. Pour les lignes de base, il n'est pas possible de conclure à l'existence d'une corrélation.
Dans la section 8.2.2, la figure 8.10 montre qu'il y a 3 composantes dans la distribution des ligne de base. Les figures 8.22 et 8.23 présentent les valeurs moyennes des lignes de base et des taux de bursts en fonction du courant, où ces 3 composantes ont été séparées. La ligne de base n'est pas corrélée avec le courant si elle est inférieure à 70 kHz. La ligne de base est, dans ce cas, un bon estimateur de la composante continue (par définition de la composante continue). Au-delà de 70 kHz, elle présente une corrélation avec le courant. Il s'agit des moments où l'activité bioluminescente est si intense que l'estimation de la composante continue par la ligne de base n'est plus valable. La ligne de base est alors augmentée car la résolution temporelle de 13 ms ne permet plus de voir les taux de comptage redescendre au niveau de la composante continue. Lorsque la ligne de base est ainsi augmentée par une forte activité, le taux de bursts est diminué (par rapport à ce qu'il devrait être si la ligne de base était la composante continue) car la ligne de base est la référence à partir de laquelle le taux de bursts est évalué. Ainsi, pour les petites valeurs de la vitesse du courant (< 5 cm/s), le taux de bursts reste du même ordre de grandeur ($\sim$ 0,3) dans les cas de basse et de haute valeur de ligne de base.

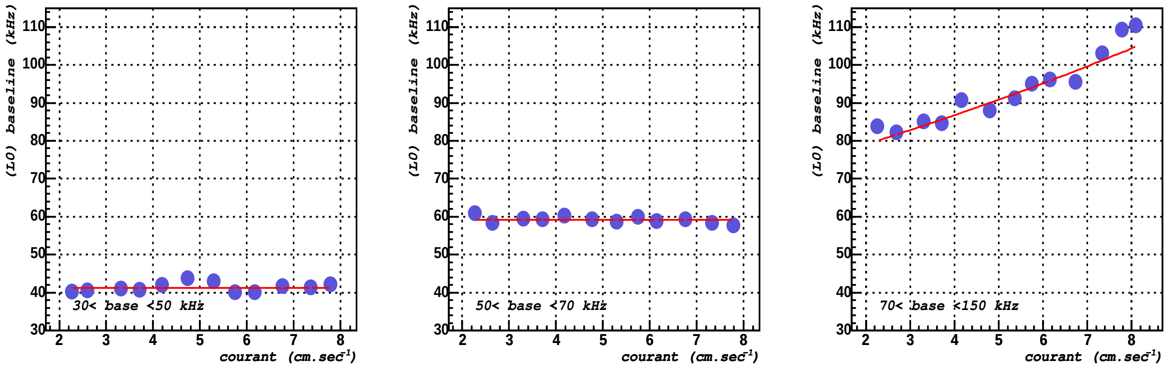


FIG. 8.22 – *Valeurs moyennes des lignes de base (L0) en fonction du courant, séparées pour des valeurs de lignes de base entre* 30 < *base* < 50 *kHz (à gauche),* 50 < *base* < 70 *kHz (au centre) et entre* 70 < *base* < 130 *kHz (à droite).*

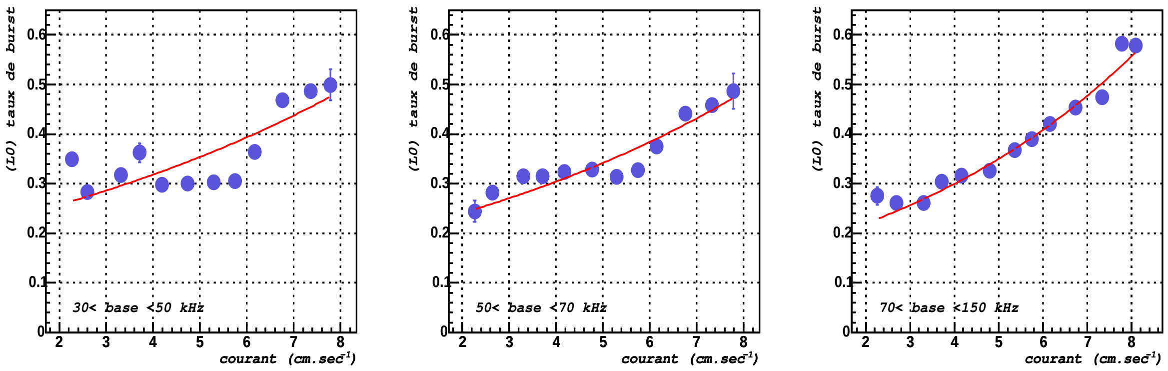


FIG. 8.23 – *Valeurs moyennes des taux de bursts (L0) en fonction du courant, séparées pour des valeurs de lignes de base entre* 30 < *base* < 50 *kHz (à gauche),* 50 < *base* < 70 *kHz (au centre) et entre* 70 < *base* < 130 *kHz (à droite).*

La valeur maximale de la composante continue est la limite inférieure des lignes de base lorsque celles-ci sont corrélées avec le courant (figure 8.22 à droite). Cette valeur est d'environ 80 kHz (±10%). Elle est compatible avec la valeur maximale de la composante continue obtenue lors des test précédents (73 kHz voir section 7.2). De même, la valeur minimale de la composante continue des données de la ligne secteur est de 30 kHz (figure 8.10), compatible avec celle obtenue lors des tests précédents (26 kHz), ainsi qu'avec le taux de comptage induit par le ^{40}K (de l'ordre de 30 kHz) d'après l'évaluation donnée dans la référence [138].
Le fait que les deux composantes de lignes de base les plus basses montrent le même comportement avec le courant, c'est à dire aucune corrélation, corrobore l'hypothèse prise pour obtenir la figure 8.20, où on a supposé que les valeurs de ligne de base sont en moyenne constantes sur la hauteur de la ligne.
Les évolutions des taux de bursts moyens en fonction du courant (figure 8.23) sont différentes pour les 3 composantes. Les deux premières (30 < *base* < 50 kHz et 50 < *base* < 70 kHz) montrent un seuil à un courant de ∼ 6 cm/s. En-dessous de cette valeur de courant, les taux de bursts restent relativement stables, au-delà, ils sont corrélées au

courant. La dernière composante ($70 < base < 130$ kHz), est corrélée avec le courant pour toutes les valeurs de courant.
On peut interpréter cela par la contribution d'organismes différents : les bactéries (et le ^{40}K) pour la composante continue, et deux types d'organismes planctoniques dont les seuils de réaction par rapport à la stimulation liée à la vitesse du courant seraient différents.
Une étude prenant en compte l'effet de la géométrie (les sphères, les cylindres) du détecteur et le cisaillement subit par les organismes, en fonction du courant est actuellement en cours [147]. Elle semble montrer que les évolutions différentes des taux de bursts en fonction du courant, soient liées à la contribution de chaque partie du détecteur de profil hydrodynamique différent, créant des zones de turbulences plus ou moins élevées.

Résumé

L'analyse des lignes de base et des taux de bursts (estimateurs de la composante continue et du degré d'activité de la bioluminescence) montre que la composante continue varie entre 30 kHz et 80 kHz. Plusieurs contributions apparaissent dans la composante continue : le potassium 40 avec un taux de comptage de l'ordre de 30 kHz [138], et les bactéries dont la part dans les taux de comptage mesuré peut varier. Les causes de ces variations pourraient être la concentration et/ou la nature des bactéries, mais elles ne sont cependant pas déterminées avec précision. Il est a noter que la contribution du ^{40}K (et des bactéries) peut également varier avec la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau (voir section 2.3.3b)). En effet si celle-ci augmente, l'intégration se fait sur une colonne d'eau plus haute et le taux de comptage induit sur les photomultiplicateurs devient plus élevé.
Le taux de bursts montre que l'activité bioluminescente (non continue) est corrélée avec la vitesse du courant. Cette corrélation ainsi que l'intervalle dans lequel la composante continue varie sont des points qui confirment les conclusions des tests précédents. La bioluminescence est uniforme en hauteur, sur la hauteur de la ligne (50 m). D'un point de vue électronique, pour la ligne secteur, choisir un pré-compte de 50 est un bon compromis entre le temps mort et la discrétisation, pour les données enregistrées avec le format CRM.

A partir des valeurs de ligne de base et de taux de bursts, différentes analyses vont pouvoir être effectuées. La section suivante présente l'étude de la corrélation entre modules optiques à partir du coefficient de corrélation.

8.3 Corrélations entre modules optiques

D'après les Numerical Recipes [148], le coefficient de corrélation linéaire entre deux variables x et y de moyenne $\overline{x}$ et $\overline{y}$ est :

$$cc = \frac{\sum_i (x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})}{\sqrt{\sum_i (x_i - \overline{x})^2}\sqrt{\sum_i (y_i - \overline{y})^2}} \tag{8.4}$$

Pour le calcul du coefficient de corrélation entre deux modules optiques, x_i et y_i sont les taux de comptage d'un module optique, et $\overline{x}$ et $\overline{y}$, les valeurs moyennes des x_i et y_i.
Ce coefficient de corrélation *cc «mesure l'association entre variables (...). La valeur [cc] est comprise entre -1 et 1. Lorsqu'elle prend la valeur 1, il y a alors* ***corrélation positive complète****. Les points des données sont alors alignés sur une parfaite ligne droite de pente positive, avec x et y croissants. (...) Si les points de données sont alignés sur une parfaite*

ligne droite de pente negative avec y décroissant et x croissant, le [cc] prend la valeur -1 ; ceci est appelé ***corrélation negative complète****. Une valeur proche de zéro indique que les variables x et y sont* ***non-corrélées***»[9].
Par exemple, $cc = 1$ s'obtient avec deux fonctions cosinus, $cc = 0$ avec une fonction sinus et une fonction cosinus, et $cc = -1$ avec deux fonctions cosinus déphasées de $\pi/2$.
On peut calculer le coefficient de corrélation pour n'importe quel couple de module optique. Le secteur de ligne est composé de $N = 5$ LCM $\times$ 3 ARS. Le nombre de couples possibles est donc la combinaison :

$$\frac{N!}{2!(N-2)!}$$

Le tableau 8.2 montre les détails des différentes combinaisons possibles, dans le cas de la ligne secteur, avec 4 LCM. Le coefficient de corrélation est calculé avec 100000 entrées ($\sim$ 20 minutes), selon deux groupes :

« – Faible taux de comptage (*low rate*) : pour des taux de comptage des 2 ARS en-dessous de la ligne de base augmentée de 20%.
« – Fort taux de comptage (*high rate*) : pour des taux de comptage des 2 ARS au-dessus de la ligne de base augmentée de 20%.

TAB. 8.2 – *Détails des combinaison possibles entre les modules optiques pour le calcul des coefficients de corrélation (voir également la figure 8.19).*

distance (m)	(étage)	ars_x	ars_y	nombre	total
0 (0 m)	même étage	LCM1,2,4,5	LCM1,2,4,5	$\times 4$	
		ars0	ars2, ars4	2	
		ars2	ars4	1	**12**
1 (12,5 m)	1 étage	LCM1	LCM2	$3 \times 3 = 9$	
		LCM4	LCM5	9	**18**
2 (25 m)	2 étages	LCM2	LCM4	9	**9**
3 (37,5 m)	3 étages	LCM1	LCM4	9	
		LCM2	LCM5	9	**18**
4 (50 m)	4 étages	LCM1	LCM5	9	**9**

Les sections suivantes présentent tout d'abord les distributions des coefficients de corrélation obtenues, puis l'évolution de ces valeurs moyennes de ces distributions en fonction de la distance séparant le couple de modules optiques.

8.3.1 Distributions

La figure 8.24 présente la distribution des coefficients de corrélation entre deux modules optiques séparés d'une distance de quatre étages, pour les faibles taux de comptage obtenus via les événements CRM. Deux pics à $|cc| = 1$ sont présents. Ils se retrouvent également dans les distributions obtenues pour les autres distances (figures E.3 en annexe). Il s'agit d'un artefact. En effet, les taux de comptage sont répartis entre un taux de comptage égal à la ligne de base et la ligne de base augmentée de 20%. Cet intervalle est petit ; par exemple, entre 100 kHz et 120 kHz. A cause de la discrétisation des taux de comptage, seules 3 valeurs de taux de comptage seront obtenues dans cet intervalle. Il est

9. Extrait des Numerical Recipes [148].

alors aisé d'obtenir un coefficient de corrélation égal à 1 ou -1. Cet effet de la discrétisation sur les coefficients de corrélation n'apparaît pas sur les forts taux de comptage car dans ce cas l'intervalle est suffisamment grand (figures E.4 en annexe). L'effet de la discrétisation est inexistant dans les données obtenues via les événements L0. Dans les distributions issues des événements L0, pour les faibles taux de comptage (figure E.5 en annexe) il n'y a pratiquement aucune valeur de coefficient de corrélation égal à 1 ou -1. Mais avec les événements L0, il y a moins de statistique en particulier à cause du LCM 2. Ce LCM a rencontré des problèmes ; il n'a fonctionné qu'avec un seul module optique et que très peu de temps. Ceci implique moins de statistique lorsque le coefficient de corrélation est calculés dans les couples de modules optique où le LCM 2 est présent.
Donc, pour éviter l'influence de la discrétisation dans les données enregistrées dans le format CRM, une coupure est ajoutée sur les valeur de coefficient de corrélation qui doivent satisfaire : $|cc| < 0{,}99$.

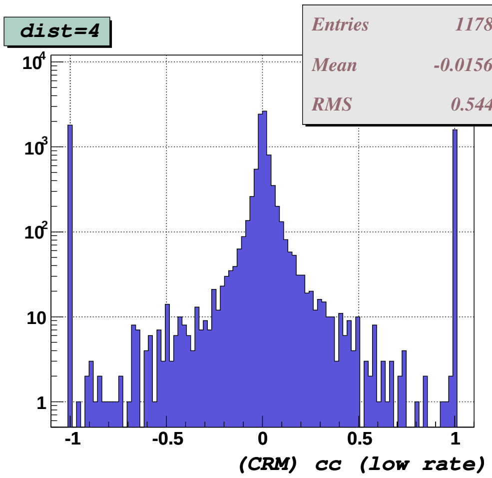


FIG. 8.24 – *Distribution des coefficients de corrélation entre deux modules optiques séparés d'une distance de deux étages, pour les faibles taux de comptage enregistrés dans le format CRM.*

Les figures 8.25 et figure 8.26 présentent les distributions des coefficients de corrélation, respectivement pour les forts et les faibles taux de comptage, pour les 66 couples d'ARS (avec seulement 4 LCM) rassemblés selon la distance entre les 2 ARS du couple. Il s'agit de toutes les données prises avec les événements CRM et la coupure $|cc| < 0{,}99$ est appliquée. Les premières figures, en haut à gauche des figures 8.25 et 8.26, montrent les distributions des coefficients de corrélation pour 2 modules optiques sur le même étage, c'est à dire à une distance = 0 étage[10]. Les figures suivantes sont pour des distances qui augmentent en nombre d'étages séparant les couples de modules optiques (12,5 m).
Les forts taux de comptage présentent une corrélation non négligeable lorsque les deux modules optiques considérés sont sur le même étage. La plupart des coefficients de corrélation sont positifs, la valeur moyenne est de 0,52 avec une dispersion de 0,23. Si les modules optiques sont séparés d'un étage, la distribution des coefficients de corrélation apparaît nettement plus centrée dans l'intervalle [1 ; -1] et sa moyenne tombe à une valeur proche de 0 ; il n'y a plus de corrélation. De plus la largeur de l'histogramme a fortement diminué. Quand la distance augmente entre les deux modules optiques, les distributions deviennent moins larges puis restent de l'ordre de 10^{-2} à partir d'une distance de deux étages. Les valeurs moyennes se rapprochent de 0 (des figures en haut à gauche jusqu'à la figure en bas à droite). Les quatre derniers histogrammes sont somme toute très semblables, on

10. Une petite distance existe entre les modules optiques placés sur un même étage ; de l'ordre d'un mètres.

peut donc penser qu'en augmentant encore la distance, les valeurs moyennes des coefficients de corrélation vont rester à ces valeurs pratiquement nulles et que la dispersion des distributions restera faible[11].

Dans le cas des faibles taux de comptage, on peut noter que les distributions évoluent de façon similaire en fonction de la distance qui sépare les modules optiques considérés. Cependant, les dispersions ne diminuent pas mais restent du même ordre de grandeur. La valeur moyenne des coefficients de corrélation tendent également vers zéro, c'est à dire vers aucune corrélation. Une plus forte corrélation apparaît lorsque les deux modules optiques sont sur le même étage par rapport à celle entre des ARS séparés par une plus grande distance. Mais la valeur moyenne reste nettement inférieure à celle obtenue pour les forts taux de comptage à la même distance.

Les coefficients de corrélation des forts et faibles taux de comptage obtenus à partir des événements L0 montrent un comportement analogue à celui des CRM lorsque la coupure $|cc| < 0{,}99$ est appliquée sur les coefficient de corrélation calculés à partir des événements CRM (voir en annexe figures E.5 et E.6) .

8.3.2 Coefficient de corrélation en fonction de la distance entre modules optiques

Les figures 8.27 montrent les valeurs moyennes des coefficients de corrélation (forts et faibles taux de comptage) calculés à la section précédente, en fonction de la distance qui sépare les couples de modules optiques (La même figure pour les événements L0, figure E.7, est présentée en annexe.).

Pour les forts taux de comptage, la valeur moyenne des coefficients de corrélation en fonction de la distance montre qu'il y a corrélation à faible distance, qui devient nulle lorsque la distance augmente. Les forts taux de comptage sont équivalents aux bursts. Les bursts proviennent des organismes dont l'émission lumineuse est liée à une stimulation mécanique. Dans le cas des forts taux de comptage, la corrélation diminue rapidement avec la distance. On peut supposer que la stimulation provenant du courant marin est uniforme sur la hauteur de la ligne secteur car nous avons vu que le taux de bursts est uniforme sur la hauteur de la ligne (section 8.2.5) et qu'il est corrélé avec le courant (§ 8.2.6). Ce n'est donc pas une corrélation de la stimulation qui peut être en cause de la diminution du coefficient de corrélation avec la distance. Une interprétation possible, en supposant que l'émission lumineuse est également un facteur stimulant les organismes, est que la stimulation par la luminescence d'organismes proches, n'est active (c'est à dire effectivement stimulante) que sur quelques mètres.

L'évolution de la corrélation en fonction de la distance pour les faibles taux de comptage est très proche des forts taux de comptage. La seule différence apparaît à faible distance où la corrélation est plus faible. Ce qui est appelé le faible taux de comptage peut être assimilé, dans une certaine mesure, à la ligne de base, c'est à dire la composante continue. Cette composante continue provient des bactéries et du ^{40}K qui produisent de la lumière sans stimulation mécanique. Mais sur une certaine distance (relative à la longueur d'absorption), la lumière se propage et une même source pourra affecter deux photomultiplicateurs suffisamment proches, conduisant à une corrélation moins négligeable à faible distance qu'à plus grande distance. Cet effet s'ajoute également dans le cas des forts taux de bursts.

11. Ceci devra être vérifié lorsque les premières lignes seront mises à l'eau.

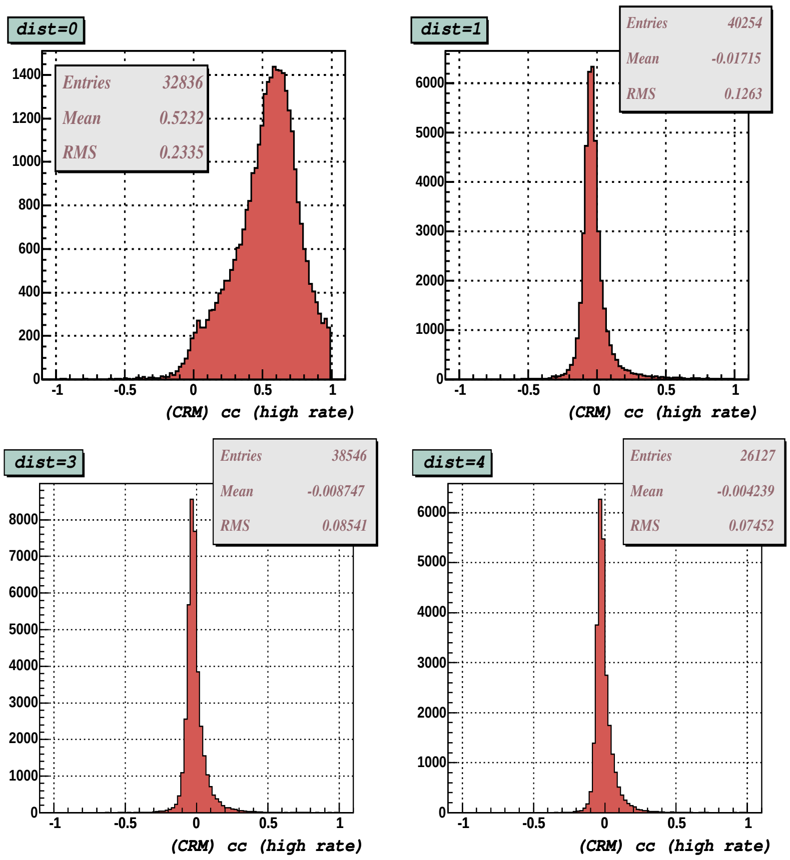


FIG. 8.25 – *Distribution des coefficients de corrélation calculés pour chaque couple d'ARS, pour les forts taux de comptage. Chaque figure regroupe les valeurs des cc pour deux ARS, dont la distance (en nombre d'étages) qui les sépare, est la même.*

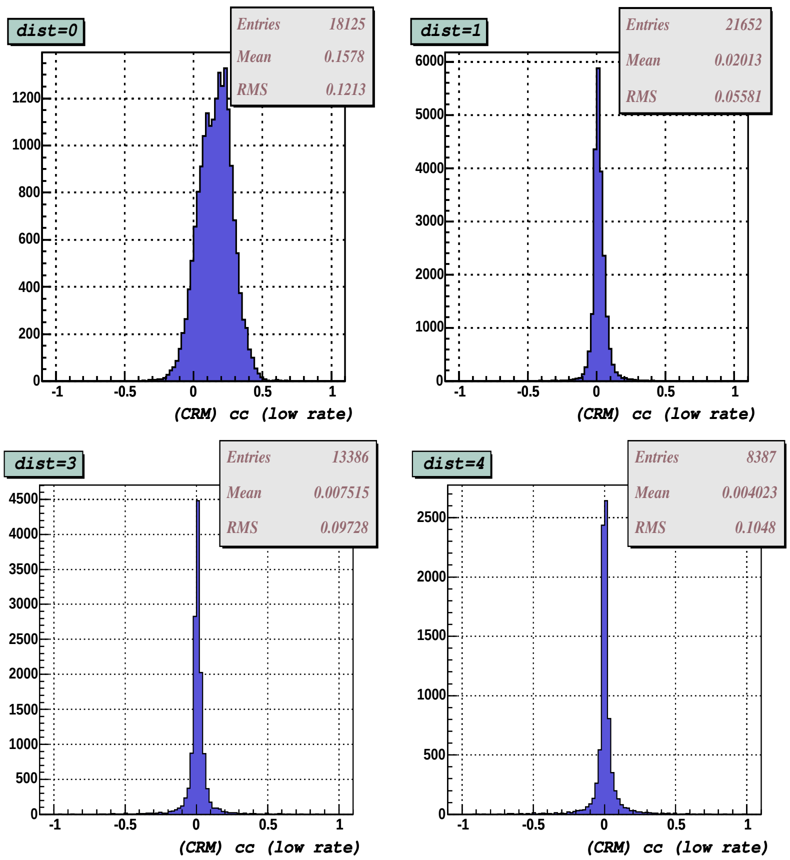


FIG. 8.26 – *Distribution des coefficients de corrélation calculés pour chaque couple d'ARS, pour les faibles taux de comptage.*

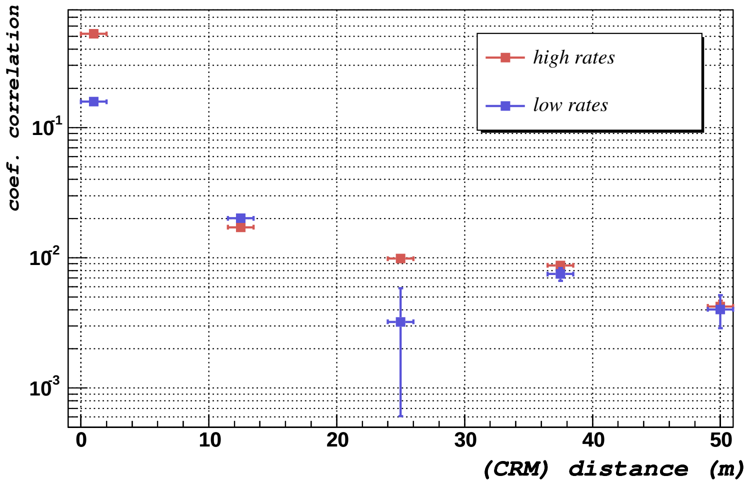


FIG. 8.27 – *Coefficients de corrélation en fonction la distance, pour les forts et faibles taux de comptage des événements CRM.*

Résumé

Les forts taux de comptage, c'est à dire les bursts, sont corrélés à faible distance ($<$ 12,5 m). Au-delà, pour une distance supérieure à 12,5 m, la corrélation devient pratiquement nulle. La très faible corrélation entre modules optiques placés sur le même étage, pour les faibles taux comptage, devient également nulle quand la distance augmente.
Nous pouvons essayer d'imaginer l'effet de ces corrélation sur l'efficacité du détecteur. Considérons, tout d'abord pour les faibles lignes de base : il n'y a pas de corrélation entre les organismes responsables de la composante continue, mais ces organismes seront très probablement répartis uniformément sur l'ensemble du (futur) détecteur. Leur effet sur l'électronique va dépendre de leur concentration, une concentration plus élevée impliquant une composante continue plus élevée. Celle-ci ne va pas induire de temps mort sur l'électronique du détecteur car la composante continue reste inférieure à 80 kHz.
Pour les forts taux de comptage, il existe une corrélation à faible distance. L'effet sur le détecteur provoqué par les organismes responsables des bursts, va dépendre de leur répartition ; ils doivent être proches de chacun des étages pour illuminer l'ensemble des photomultiplicateurs du détecteur, mais quelques organismes regroupés dans une zone restreinte ne vont affecter que cette partie du détecteur. En cas de stimulation due au courant, le taux de comptage peut induire un temps mort sur l'électronique et devenir limitant mais uniquement sur la partie du détecteur de la zone concernée.

8.4 Périodicité

Dans la section 7.1, nous avons mentionné qu'une périodicité de l'activité bioluminescente a été observée. Ceci a été montré près des côtes et à faible profondeur où la lumière du jour joue un rôle. La lumière du Soleil n'atteint pas la profondeur du site ANTARES mais si certains organismes ont un rythme circadien endogène, une périodicité pourrait alors exister. Cette section a pour but de vérifier si une périodicité peut être mise en évidence dans les données de bioluminescence de la ligne secteur. Deux méthodes sont utilisées ; l'une pour les plus hautes fréquences qui utilise une transformée de Fourier, et l'autre pour les plus basses fréquences.

8.4.1 Hautes fréquences

La transformation de Fourier rapide (FFT) permet de mesurer les composantes fréquentielles de périodes comprises dans un intervalle défini d'une part par l'échantillonnage, et d'autre part par la durée des prises de données . L'échantillonnage est de 13,1 ms, pour des runs de durée moyenne de 2 heures. L'intervalle des fréquences[12] est donc :

$$f_{max} = \frac{f_{ech}}{2} \sim 37 \quad \text{Hz} \qquad f_{min} = \frac{1}{2 \text{ heures}} \sim 0.1 \times 10^{-3} \quad \text{Hz} \sim (2\text{h}45)$$

La FFT requiert impérativement que le nombre d'entrée soit egal à 2^n, n étant un entier, par ailleurs quelconque. Pour être sûr d'avoir, pour chaque période de prises de données, une résolution maximale à basses fréquences (au moins de la durée de la prise de données), nous avons utilisé la méthode du *Zero-Padding*. Aucun autre filtre n'a été utilisé.

Seules[13], les données provenant des événements L0 ont été exploitées pour les deux raisons suivantes :
- l'absence de discrétisation et de temps mort,
- la période de prise de données.

La période, car les données ont été enregistrées dans une classe appelée *Time Slice*, où l'information de durée écoulée depuis le début du run est donnée pour chaque LCM (au lieu de l'ensemble des LCM dans la classe *Time Slice Summaries*). L'utilisation de 3 filtres (*DataFilters*) identiques, en parallèle, mélange l'ordre d'arrivée de chaque time slice suivant la durée nécessaire pour filtrer ce time slice. Il faut donc ré-ordonner les times slices par ordre croissant de temps, ce qui n'est possible que si l'on connait le temps pour chaque LCM, car les LCM ne sont pas synchronisés (du fait de la panne de l'horloge). Les temps enregistrés dans les *Time Slice Summaries* ne proviennent pas toujours du même LCM, et les LCM ont montré une dérive de leur horloge les uns par rapport aux autres (jusqu'à plusieurs dizaines de secondes).

Deux exemples de transformées de Fourier[14] sont présentés sur la figure 8.28. La fréquence maximum est de $\sim$ 77 Hz, mais la deuxième moitié est le miroir de la première. Les composantes de basse fréquence, en dessous de 5 Hz, montrent une plus grande amplitude que les composantes de plus haute fréquence. Sur la figure de droite, il n'y a pas

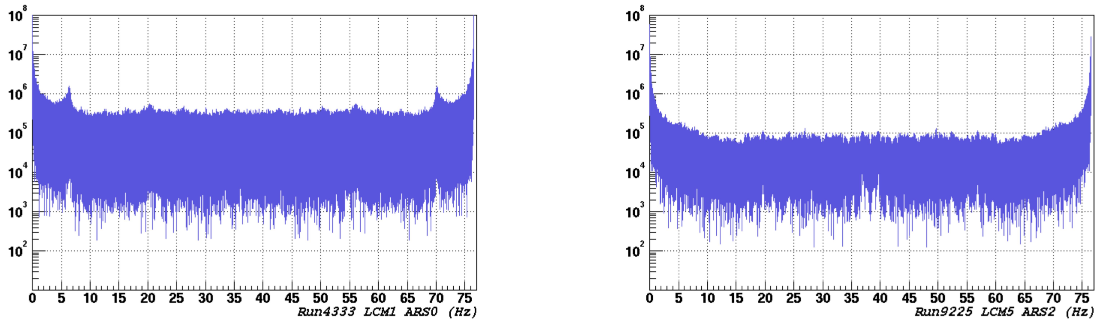


FIG. 8.28 – *Modules des transformées de Fourier.*

12. Des outils propres au traitement du signal pourraient être utilisés afin d'étudier des fréquences plus faibles en évitant l'influence des discontinuités entre les périodes de prise de données.
13. Les transformées de Fourier via les événements CRM ne présentent cependant pas de différences.
14. Il s'agit des modules des transformées de Fourier

de fréquence qui se distingue des autres, contrairement à la figure de gauche, où un pic apparait à une fréquence d'environ 7 Hz. Une explication possible pourrait être que ce pis reflète la durée moyenne des pics de bioluminescence, qui serait ainsi d'environ 143 ms (10 time slices). Cependant, aucun pic n'apparaît sur la figure de droite.
Les modules des transformées de Fourier sont moyennés sur chaque module optique de chaque étage, sur chaque étage, et sur les derniers runs (36 heures, du 7 au 9 Juillet 2003). La transformée moyenne ainsi obtenue est présentée à la figure 8.29. Un pic apparaît à environ 6,3 Hz, c'est à dire à une période d'environ 154 ms ou $\sim$ 12 time slices. Les pics

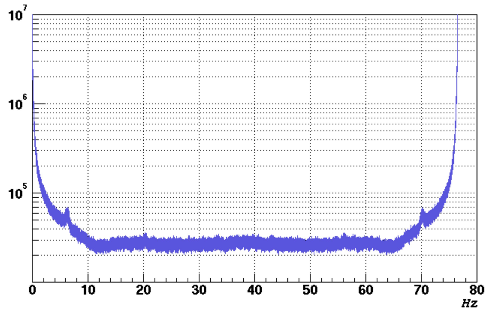


FIG. 8.29 – *Moyennes des modules des transformées de Fourier.*

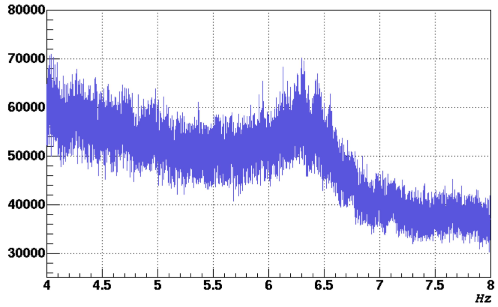


FIG. 8.30 – *Zoom de la figure ci-contre.*

de bioluminescence peuvent être incriminés, mais un effet d'acquisition des données peut l'être également, car les nombre de modules optiques actifs (pour l'acquisition) est de 12. Il n'est pour le moment pas possible de pencher en faveur d'une explication ou de l'autre. Dès qu'une ligne complète fonctionnera, on pourra vérifier si l'acquisition est en cause ; si la période extraite de cette manière suit le nombre de LCM mis en marche.

La section suivante cherche à mettre en évidence des périodicités plus grandes (plusieurs heures) non atteintes par la transformée de Fourier.

8.4.2 Basses fréquences

Pour détecter d'éventuelles périodicités dont la période est plus longues que le run lui-même, on ne peut utiliser une transformée de Fourier. Mais on peut assembler les données dans une période pré-définie et selon un intervalle choisi. Par exemple, si l'on suppose que les données doivent avoir une périodicité de 24 heures, et qu'elles sont suffisamment constantes sur 1 heure, les données sont moyennées dans chaque intervalle d'une heure, puis repliées sur une période de 24 heures. Chaque intervalle d'une heure contient la moyenne des données qui ont été prises durant cette période particulière d'une heure, toutes les 24 heures. Comme on suppose la périodicité sur l'intervalle total, les périodes de 10 heures à 48 heures ont été étudiées. Les données utilisées sont celles qui ont été obtenues via les événements L0 pendant les deux dernières semaines de prises de données (environ 200 h). Les valeurs de ligne de base sont multipliée par l'intervalle de temps ($\sim$10 min), ainsi l'ordonnée (fig. 8.31 et 8.33) est un nombre de coup et non un taux de comptage. A nouveau les 3 composantes[15] vues dans la distribution présentée figure 8.10 à gauche sont séparées.

15. Les 2 composantes de plus basse ligne de base sont en réalité une seule composante mais la limite de $\sim$ 70 kHz reste valable.

a) Echantillonnage d'une heure

La figure 8.31 montre l'évolution de la moyenne des lignes de base sur des périodes de 10 heures et de 19 heures, avec l'ajustement d'une sinusoïde dont la période est fixée à cet intervalle. Il s'agit de la composante de ligne de base les plus élevées, entre 70 et 150 kHz. Les mêmes figures pour les taux de bursts sont présentées sur la figure 8.32, pour des intervalles différents. La barre d'erreur de chaque point est l'erreur sur la valeur moyenne ($\sigma/\sqrt{N}$) des lignes de base repliées dans l'intervalle considéré. (Les figures pour les autres périodes sont présentées en annexe E.3.) L'amplitude des ajustements donne une idée de

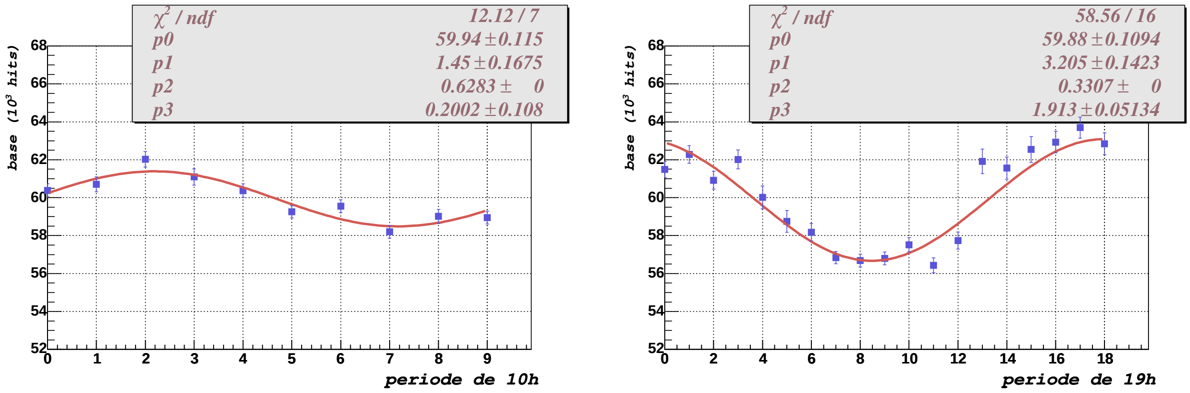


FIG. 8.31 – *Nombre de coups de la ligne de base moyenné sur 1 heure, replié sur des périodes de 10 et 19 heures, en fonction de la période choisie. Il s'agit des données dont la ligne de base est comprise entre 70 et 150 kHz. La courbe rouge est l'ajustement d'une sinusoïde de période fixée.*

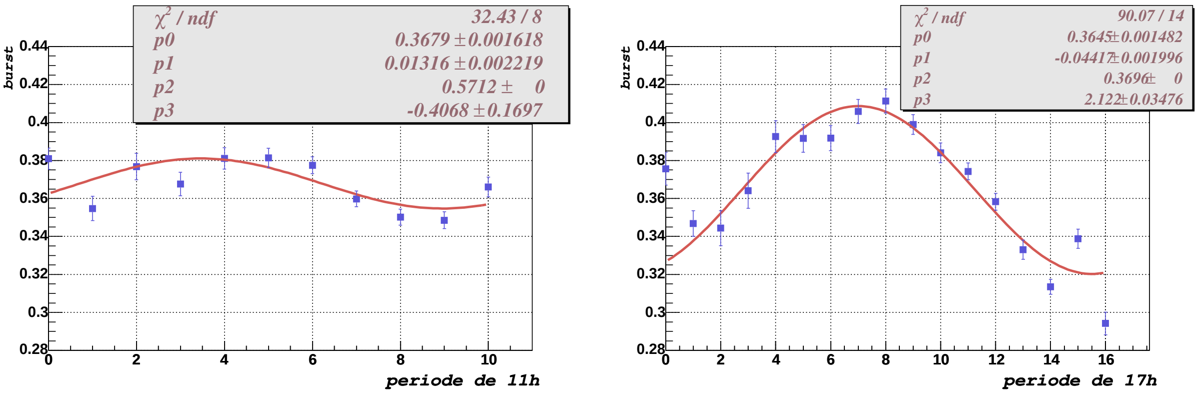
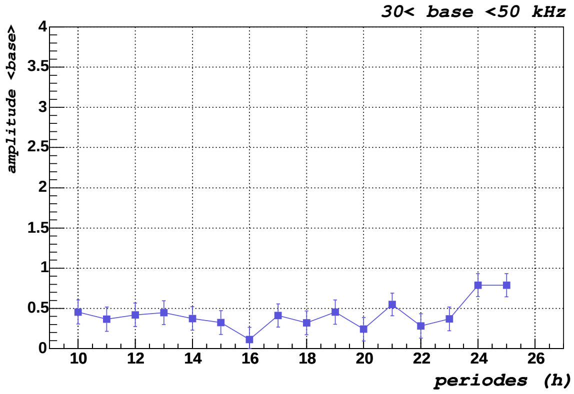
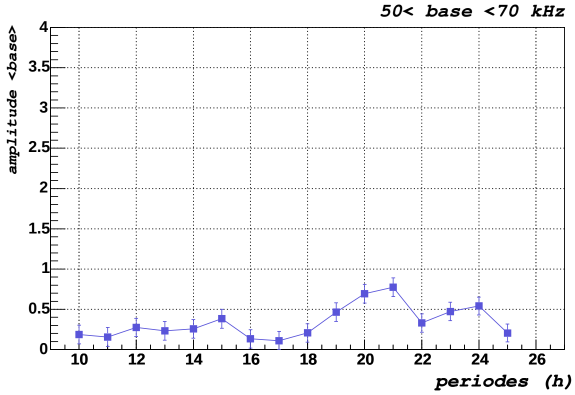


FIG. 8.32 – *Taux de bursts moyenné sur 1 heure, replié sur des périodes de 11 et 16 heures, en fonction de la période choisie. Il s'agit des données dont la ligne de base est comprise entre 70 et 150 kHz. La courbe rouge est l'ajustement d'une sinusoïde de période fixée.*

la période la plus probable. Ces amplitudes sont présentées en fonction des périodes sur la figure 8.33 pour les lignes de base et pour les 3 composantes de lignes de base. Les barres d'incertitude sont les erreurs données par l'ajustement, sur le paramètre d'amplitude et sur le paramètre de valeur centrale. Les amplitudes des deux premières composantes (les 2 figures supérieures) ne varient pratiquement pas et restent (par rapport aux amplitudes visibles sur la figure inférieure) faibles. Il n'y apparaît pas de périodicité particulière. Ces deux composantes font partie de la composante continue du bruit de fond optique, qui est





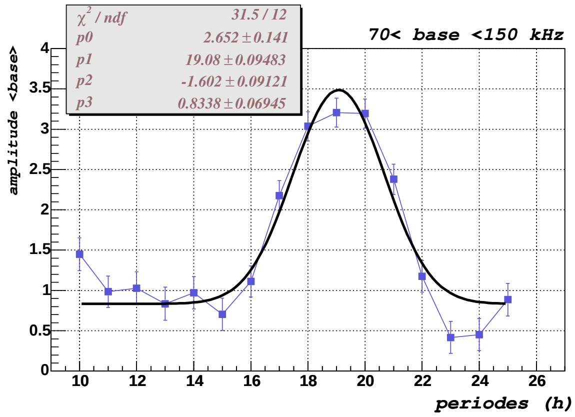


Fig. 8.33 – *Amplitudes des ajustements des sinusoïdes en fonction de la période, pour les 3 composantes de la ligne de base.*

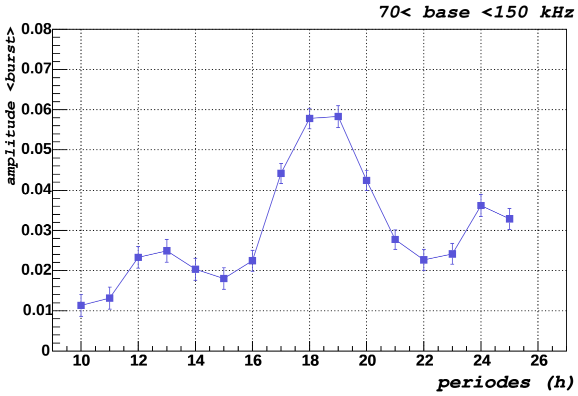


Fig. 8.34 – *Amplitudes des ajustements des sinusoïdes pour les taux de bursts, en fonction de la période, pour la composante de la ligne de base la plus élevée (70 <base< 150 kHz).*

indépendante du courant. La dernière composante (70 <base< 150 kHz) sur laquelle est ajustée une gaussienne + une constante, présente une déviation significative de son amplitude aux alentours de 19 h (entre 17,4 et 20,6 h à 1σ de l'ajustement). Les amplitudes issues des ajustements sur les taux de bursts pour la composante supérieure de la ligne de base (figure 8.34) sont également plus grandes pour les mêmes périodes, entre 17 et 20 heures.

Cette composante de la ligne de base est dépendante du courant. Or le courant est périodique. Sa vitesse, aussi bien que sa direction, présentent une période de 17,4 heures. Ceci a été démontrée avec les données de la ligne de test 1.17 [149]. L'effet de la force de Coriolis sur les masses liquides, à la latitude du site Antares ($\lambda \sim 43°$), impose une période de :

$$T = \frac{T_{\oplus}}{2\,sin\lambda} \;\approx\; 17{,}6 \text{ heures} \tag{8.5}$$

Connaissant la corrélation entre les lignes de base utilisées (70 <base< 150 kHz) et le courant, et sachant que le courant présente une périodicité de 17,6 h, la conclusion est que cette période, ou qu'une période située entre 17 et 20 h est présente dans les variations temporelles de la ligne de base et des taux de bursts[16]. La suite est une discussion pour évaluer la signification statistique de ces résultats.

b) Evaluation de la validité de la méthode

Dans ce paragraphe on étudie la validité de la méthode employée. Deux cas sont présentés ; si on suppose qu'il n'y a pas de périodicité et si au contraire on suppose qu'il y en a une. La conclusion des résultats sont donnés ensuite.

– **Sans période**

Pour évaluer la probabilité qu'une fluctuation statistique soit responsable de la périodicité observée, une ligne de base est simulée en tirant au hasard (sans périodicité) dans la distribution des lignes de base (figure 8.10). La durée considérée est la même que celle des données réelles (environ 200 h), et tous les modules optiques sont pris en compte (sauf les 2 du LCM 2, restés inactifs durant cette période). La même méthode de repliement des valeurs de ligne de base est utilisée et la même coupure est appliquée (70 kHz $<$ base $<$ 150 kHz). Cette simulation est répétée un grand nombre de fois. Les lignes de base repliées et moyennées sont ajustées par une sinusoïde ce qui permet d'obtenir la distribution des amplitudes. L'intégrale de la distribution de ces amplitudes pour les valeur d'amplitude supérieures à celle obtenue avec les données réelles permet d'accéder à la probabilité qu'une fluctuation statistique induise une amplitude supérieure à celle obtenue.

Par exemple, pour une période de 18 h, $2{,}5 \times 10^6$ lignes de base ont été simulées, repliées sur 18 h puis ajustées avec une sinusoïde de période fixée à 18 h. La distribution des amplitudes obtenues est présentée figure 8.35. Aucune amplitude supérieure à 3×10^3 coups n'y apparaît. La probabilité qu'une fluctuation statistique induise une amplitude supérieure à 3×10^3 coups autour de la valeur moyenne pour une période de 18 h est inférieure à 4×10^{-7}.
De la même manière la probabilité qu'une fluctuation statistique induise une périodicité de 12 h (avec une amplitude supérieure à 1×10^3 coups) ou de 24 h (amplitude $>$ 0,5 kHz) est de, respectivement, 10^{-2} et 0,33.

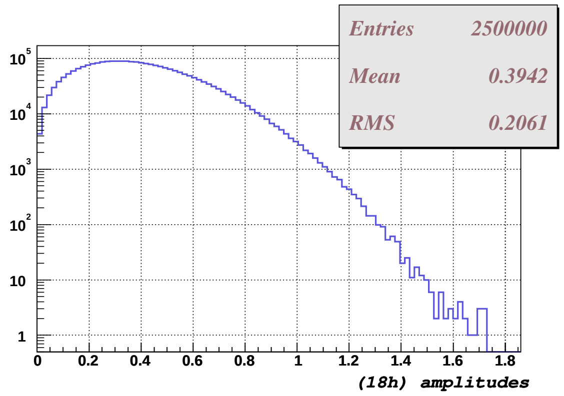


Fig. 8.35 – *Distribution des amplitudes obtenues par l'ajustement d'une ligne de base simulée aléatoirement et repliée sur 18 h, avec une fonction sinus dont la période est fixée à 18 h.*

16. On peut noter qu'une faible déviation de l'amplitude des sinusoïdes ajustée sur les variation de taux de bursts apparaît pour des périodes de $\sim$ 12 h et $\sim$ 24 h.

– **Avec une période**

Il peut être intéressant d'évaluer ces probabilités si l'on injecte une période dans les varioations de la ligne de base simulée. Une sinusoïde de période T_s est injectée dans ces variations. Les valeurs des lignes de base sont ensuite dipersées autour de cette sinusoïde selon un paramètre qui, s'il est petit, mène à une variation de la ligne de base en fonction du temps très proche d'une sinusoïde, et s'il est grand, mène à une évolution ne montrant plus de période visible. Ce paramètre est choisi de manière à obtenir une amplitude proche de 3×10^3 coups lorsque la période injectée est celle recherchée. Un exemple de variation de la ligne de base en fonction du temps, avec une période injectée de 18 h est présentée sur la figure 8.36. La figure 8.37 est la distribution des amplitudes obtenues par l'ajustement d'une sinusoïde dont la période est 18 h, et la figure 8.38 est l'amplitude obtenue en fonction de la période recherchée. La figure 8.39 présente cette même évolution de l'amplitude si la période injectée est de 11 h.

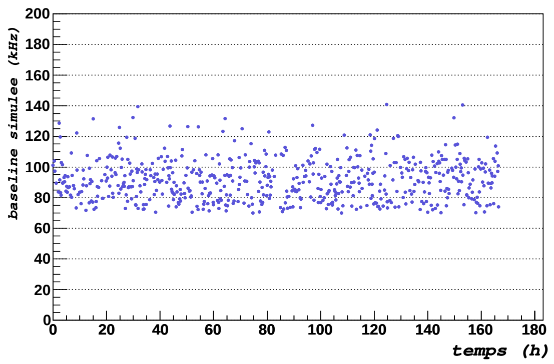


FIG. 8.36 – *Ligne de base (en kHz) simulée, en fonction du temps (en heures). Une périodicité de 18 h est injectée.*

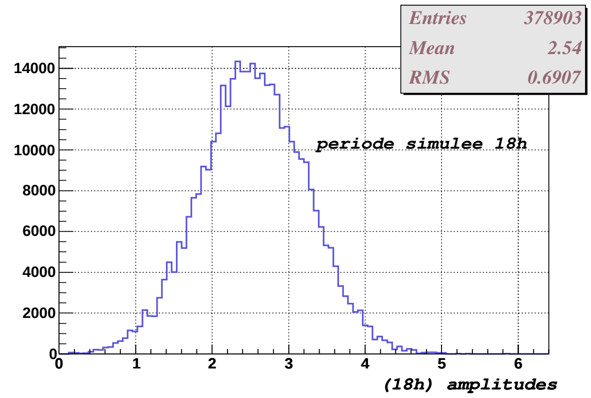


FIG. 8.37 – *Distribution des amplitudes des ajustements avec des périodes de 18 h à partir des repliement des lignes de base simulées, où les lignes de base contiennent une périodicité de 18 heures.*

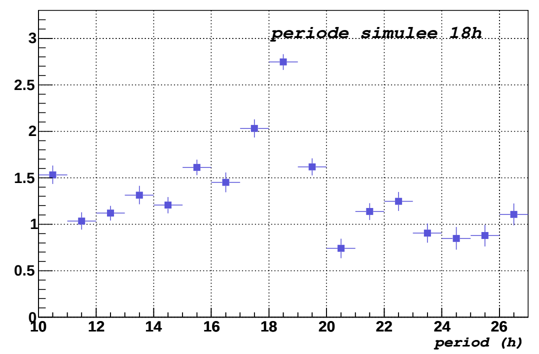


FIG. 8.38 – *Amplitude en fonction de la période utilisée pour l'ajustement. Une périodicité de 18 h a été injectée dans les lignes de bases.*

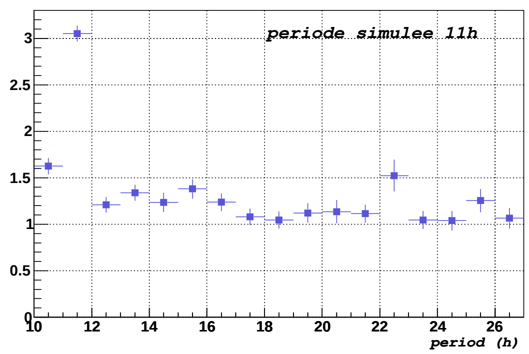


FIG. 8.39 – *Amplitude en fonction de la période utilisée pour l'ajustement. Une périodicité de 11 h a été injectée dans les lignes de bases.*

En injectant une périodicité de 18 h, la probabilité d'obtenir des amplitudes supérieures ou égales à celles obtenues, dans la recherche de période de 11 à 15 h est de 60 à 70 %. Cette probabilité est de plus de 80% lorsque les périodes de 23 et 24 h sont recherchées. Les probabilités d'obtenir des amplitudes supérieures à 1×10^3 coups (dans le cadre du modèle de ligne de base utilisé) restent du même ordre lorsque l'on injecte une autre période que celle recherchée.
Lorsqu'une période de 18 h est recherchée alors que la même période a été introduite dans les données simulées, la probabilité que l'amplitude soit supérieure à 3×10^3 coups est de 0,28. Elle passe à 0,53 pour une amplitude supérieure à $2{,}5 \times 10^3$ coups, et à 0,71 pour $2{,}2 \times 10^3$ coups.

– **Conclusion**
Si aucune périodicité n'est injectée dans la variation temporelle des lignes de base (supérieures à 70 kHz) il n'est pas possible d'obtenir une amplitude de 3×10^3 coups (à 4×10^{-5}%) pour une période de 18 h, ce n'est donc pas un effet fortuit. De plus la probabilité d'obtenir l'amplitude observée (ou plus grande) pour une période recherchée de 12 h, sans injection d'une quelconque période, est faible (1%) ; il y a donc une périodicité présente dans les variations temporelles des lignes de base > 70 kHz. Cette probabilité (d'avoir l'amplitude obtenue) pour une période recherchée de 24 h est de 1 sur 3, il devient très improbable que cette période ne soit pas présente dans les variations des lignes de base (> 70 kHz).
Lorsqu'une période de 18 h est injectée, les probabilités d'obtenir des amplitudes supérieures ou égales à celle obtenues sont de plus de 60% lorsque les périodes recherchées sont éloignées de 18 h. Et quelle que soit la période injectée, la probabilité d'obtenir des amplitudes supérieures à 1×10^3 coups, en recherchant une période différente, est également supérieure à 60%. On peut conclure que la méthode utilisée permet de séparer les périodes à ±2 heures près et qu'une périodicité est présente dans les variations des lignes de base des données réelles.
Dans près d'une simulation sur 3, l'amplitude est supérieure à 3×10^3 coups lorsqu'une période de 18 h est injectée et recherchée. Pour une période comprise entre 17 et 21 h, c'est près de trois simulations sur quatre qui donnent les amplitudes attendues. La méthode utilisée pour rechercher une périodicité dans les données est donc efficace et la présence d'une périodicité aux alentours de 18 h est donc très probable.

Les probabilités obtenues concernent la validité de la méthode et non la présence d'une périodicité car les simulations sont dépendantes du paramètre de dispersion des valeurs de lignes de base autour de sa variation initialement simulée sinusoïdale. Elles indiquent que la méthode employée pourrait obtenir un résultat plus fin (la gaussienne figure 8.33 moins large) en utilisant un échantillonnage plus petit. Mais le fait est que la période insérée dans la variation des ligne de base, est prise selon une fonction sinusoïdale. Il n'est donc pas certain qu'un repliement sur des intervalles de temps inférieurs à 1 heure mène à un résultat plus précis. Mais il sera éventuellement possible de donner un niveau de confiance à la présence d'une période. La suite reprend la même étude mais en calculant la moyenne et en repliant les données sur des intervalles de 20 min.

c) Echantillonnage de 20 minutes

Les figures 8.40 sont des exemples de repliement des valeurs de ligne de base (> 70 kHz) avec un échantillonnage de 20 min sur des périodes de 10 et 19 h (les autres périodes sont présentées en annexe E.3.2). Les amplitudes issues des ajustements sont présentées en

fonction de la période, sur la figure 8.41. Une gaussienne + constante est ajustée sur cette courbe. L'information obtenue est identique à celle de la figure 8.33 en bas à droite. Seul le χ^2/ndf se voit augmenté par les fluctuations en dehors de la gaussienne.
A partir de cette courbe, on veut obtenir un niveau de confiance. Les valeurs des amplitudes sont projetées sur l'axe des ordonnées (figure 8.42). On ajuste une gaussienne sur la partie inférieure de la distribution (jusqu'à une amplitude limite A_l). Le niveau de confiance est l'intégrale de cette gaussienne (normalisée) entre 0 et A_l. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.3 pour plusieurs valeurs de A_l.

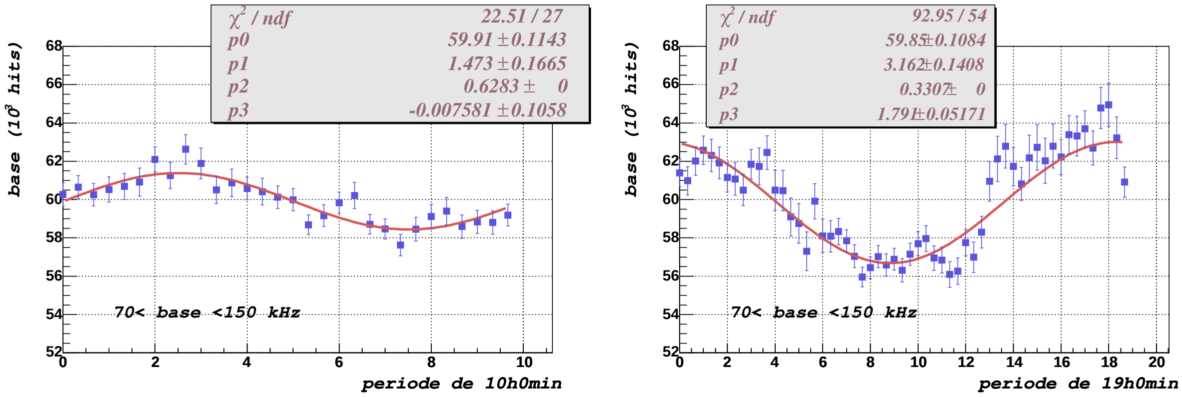


FIG. 8.40 – *Ligne de base moyennée sur 20 minutes, repliée sur des périodes de 10 et 19 heures, en fonction de la période choisie. Il s'agit des données dont la ligne de base est comprise entre 70 et 150 kHz. La courbe rouge est l'ajustement d'une sinusoïde de période fixée.*

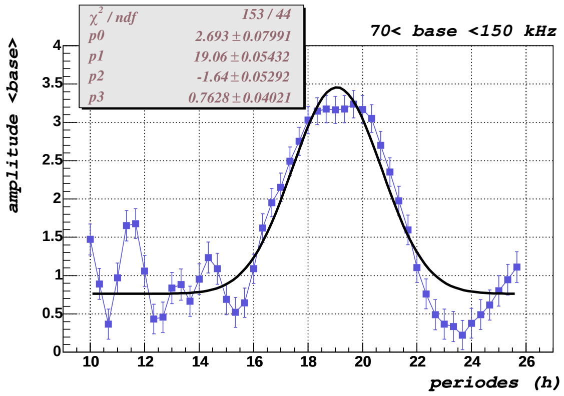
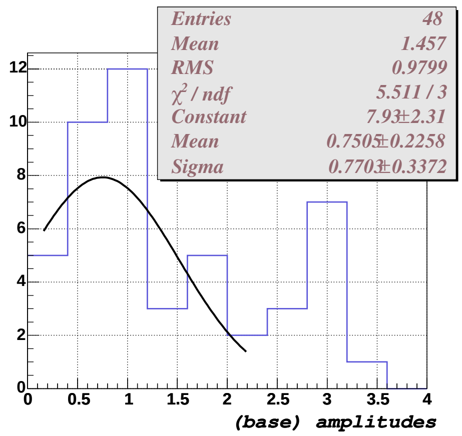


FIG. 8.41 – *Amplitudes des ajustements des sinusoïdes en fonction de la période, pour les lignes de base comprises entre 70 et 150 kHz et échantillonnées sur 20 min.*

FIG. 8.42 – *Projection sur l'axe des ordonnées de la figure 8.41, i.e. distribution des amplitudes des lignes de base repliées entre 10 et 25h40.*



TAB. 8.3 – *Niveaux de confiance de la mesure, selon la valeur de l'amplitude limite choisie.*

A_l	2	2,2	2,5	2,75	3
niveau de cf.	0,99	0,96	0,98	0,96	0,98

Pour des périodes entre 17,4 et 20,6 h, c'est à dire pour une amplitude supérieure à $2{,}5 \times 10^3$ coups, le niveau de confiance est supérieur à 95%.

On peut néanmoins remarquer que la valeur centrale des périodes pour lesquelles les amplitudes des sinusoïdes des ajustements sont les plus élevées, aussi bien pour les lignes de base que pour les taux de bursts, n'est pas égale à 17,6 heures. La fonction périodique que pourraient éventuellement suivre les données n'est pas connue et n'est pas nécessairement une sinusoïde. L'ajustement par une sinusoïde permet de mettre en évidence la présence d'une périodicité dans les variations temporelles de ligne de base et de taux de bursts. La période est comprise dans un intervalle mais la valeur exacte de la période n'est pas déterminée. De plus il est fort probable que d'autres composantes périodiques soient présentes dans l'activité bioluminescente, avec une amplitude plus faible (la marée par exemple).

La présence d'une périodicité a été recherchée, d'une part au moyen d'une transformée de Fourier rapide, et d'autre part, pour des périodes plus longues, en repliant les données sur des périodes pré-définies. La FFT ne permet pas de conclure, mais la seconde méthode permet de montrer qu'une période comprise entre 17,4 et 20,6 heures existe dans l'activité bioluminescente. Cette période est compatible avec celle de 17,6 h imposée sur les mouvements des masses liquides par la force de Coriolis. De plus il est possible que la marée soumette sa périodicité de 12 heures sur l'activité bioluminescente.

La dernière partie de l'analyse des données de bioluminescence porte sur l'étude des pics. Elle est présentée dans la section suivante.

8.5 Pics de bioluminescence

Les organismes bioluminescents émettent un pic de lumière qui diffère selon les espèces (cf. 4ème paragraphe de la section 7.1). Une tentative d'extraction de ces pics, dans le but de séparer d'éventuelles familles d'organismes, est présentée dans cette section.

8.5.1 Définition

La forme générale des pics présente une croissance rapide et une décroissance exponentielle (cf. 7.1). Les paramètres étudiés sont présentés sur la figure 8.43.

8.5.2 Méthode d'extraction des pics

Pour chercher à extraire les pics, on utilise les données de taux de comptage desquelles on soustrait la ligne de base. On ne garde ainsi que l'information concernant le pic, et de plus on s'affranchirtde de la (des) différence(s) entre les LCM.
Un pic se définit comme une augmentation suivie d'une diminution du taux de comptage en fonction du temps. Pour prendre en compte le fait que les taux de comptage fluctuent,

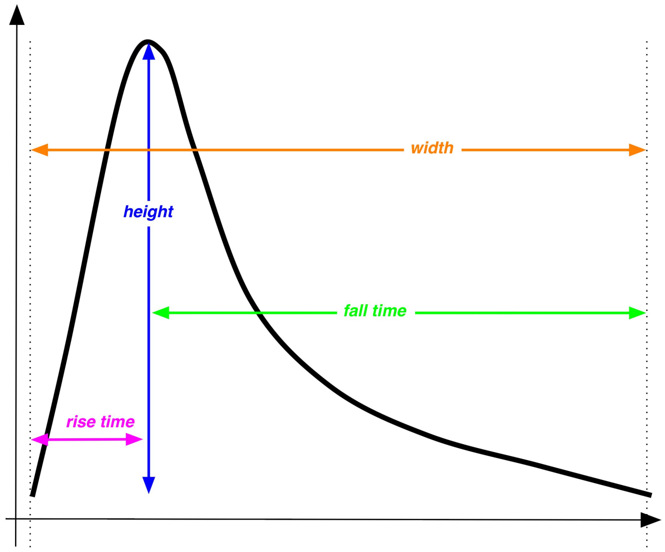


FIG. 8.43 – *Variables décrivant la forme d'un pic de bioluminescence.*

on définit un critère c_0 : le pourcentage d'augmentation entre le premier point du pic et les points suivants.
L'utilisation de ce critère est illustré sur la figure 8.44. Le taux de comptage $tc[i]$ commence par augmenter, pour atteindre un maximum à $tc[k]$, puis diminue jusqu'à $tc[j]$. A ce moment, le taux de comptage augmente à nouveau. Si

$$\frac{tc[j+1]}{tc[j]} \geq c_0,$$

alors le pic numéro 1 est défini comme s'étendant entre 0 et j, et un nouveau pic commence à $j+1$.
Dans le cas contraire, si

$$\frac{tc[j+1]}{tc[j]} < c_0,$$

alors on regarde les points suivants et on teste si les taux de comptage vérifient l'une ou l'autre relation :

$$\frac{tc[j+w]_{w>1}}{tc[j]} \geq \text{ ou } < c_0.$$

Si au point $i = z$, la relation :

$$\frac{tc[z]}{tc[j]} \geq c_0$$

est vérifiée, alors le pic 1 est défini entre les points 0 et j, et un deuxième pic commence à j (cas a). Sinon, le pic 1 est défini entre 0 et au-delà de z (cas b). De point en point, l'algorithme regarde où commencent et s'arrêtent les pics de bioluminescence.
Bien évidemment, il faut choisir la valeur de c_0. Si le paramètre c_0 est grand, cela signifie que l'on exige une grande augmentation entre les points, donc moins de pics doivent être trouvés que pour un choix de valeur de c_0 plus faible. On cherche une valeur optimale de

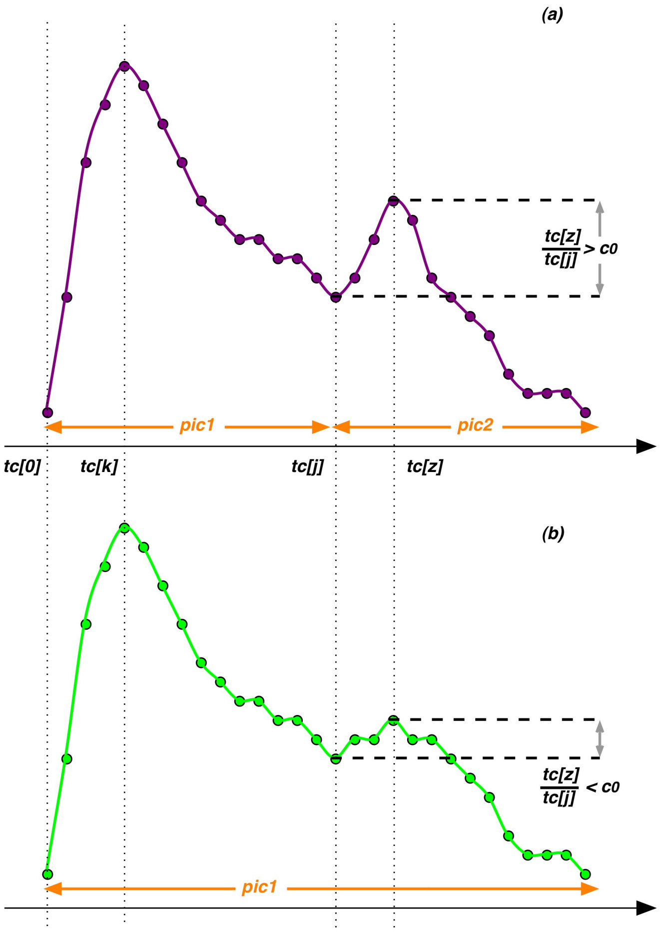


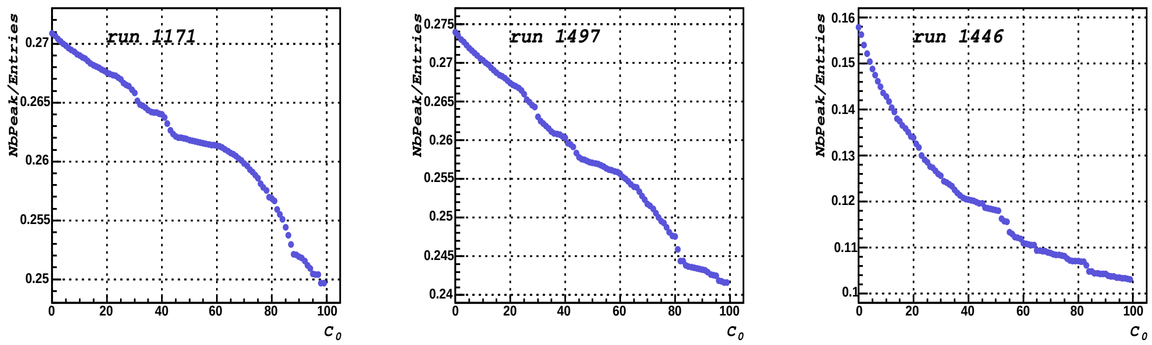
FIG. 8.44 – *Illustration de l'utilisation du critère c_0 pour extraire les pics de bioluminescence à partir des taux de comptage.*

$c_0 = c_0^*$. Le nombre de pics extraits doit être stable pour des valeurs proche de c_0^*. Cela signifie que le nombre de pics extraits en fonction de ce paramètre forme un plateau, puis diminue à nouveau pour des valeurs du paramètre supérieures à c_0^*.
La figure supérieure gauche de la figure 8.45 peut être prise comme exemple. Le nombre de pic divisé par le nombre d'entrées (c'est à dire le nombre de time slice), pour la période de prise de données 1171, est présenté en fonction du paramètre c_0. Le plateau est visible et la valeur optimale c_0^* est d'environ 50%. Le nombre de pics extraits divisé par le nombre d'entrée total dans cette période de prise de données est de $r \sim 0{,}262$, c'est à dire que la valeur moyenne de la largeur ($< width >$) d'un pic pour ces données est de :

$$< width_{1171} > \sim \frac{1}{0{,}262} \approx 0{,}050 \text{ s} \approx 4\,\text{time slices}$$

Selon la période de prise de données le plateau n'apparaît cependant pas toujours clairement. Ceci dépend du degrée d'activité de la période de prise de données, c'est à dire du taux de bursts. Cinq intervalles de taux de bursts sont étudiés, ils sont présentés dans le tableau 8.4. Pour des raisons évidentes, les runs sont sélectionnés selon la valeur de leur ligne de base moyennée sur la durée du run. Elle doit être inférieure à 65 kHz. En effet, dans les périodes de forte activité, elle n'est plus un estimateur correct de la composante continue. Le taux de bursts est diminué et la ligne de base est augmentée, ce qui tronque

la base des pics. La figure 8.45 présente les rapports du nombre de pic sur le nombre d'entrées, r, en fonction de c_0, pour 5 exemples de périodes de prise de données où le taux de bursts moyen est compris dans les intervalles choisis.
Lorsque le taux de bursts augmente, l'évolution du rapport r en fonction de c_0 devient plus régulière et le plateau disparaît. Dans les trois premiers exemples de la figure 8.45, la valeur de c_0^* est trouvée. Elle est d'environ 50% pour les runs 1171 et 1497, et d'environ 40% pour le run 1446. Pour les 2 exemples suivants (runs 1605 et 1293), elle n'est pas trouvée et la recherche du plateau fait que la valeur de c_0^* «tombe» à la valeur maximale. Le tableau 8.4 montre le maximum moyen et le minimum moyen de ce rapport, moyenné sur l'ensemble des runs dont le taux de burst moyen est compris dans l'intervalle. Multiplié par le time slice (13,1 ms), l'inverse de ce rapport est la largeur estimée des pics. La différence entre le maximum et le minimum de la largeur moyenne de ces pics ($< \Delta w >$) est également présentée dans le tableau, elle représente l'erreur sur la largeur du pic.



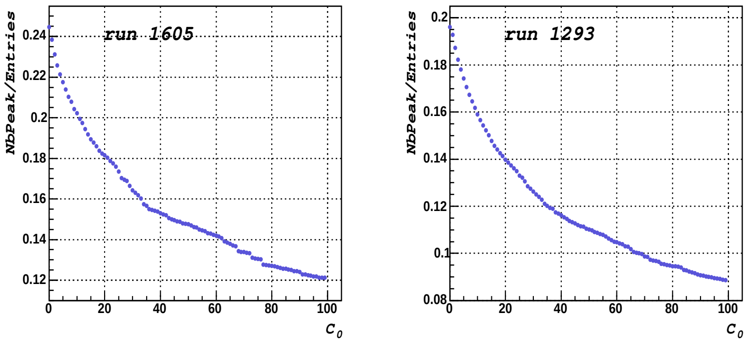


FIG. 8.45 – *Nombre de pics extraits divisé par le nombre d'entrées de la période, en fonction du critère c_0.*

TAB. 8.4 – *Valeur moyenne centrale, minimale et maximale du rapport du nombre de pics sur le nombre d'entrées (r, r_{min}, r_{max}) et différence entre les largeurs moyennes maximale et minimale des pics ($\Delta < w >$ en secondes) pour des ensembles de runs dont le taux de bursts est compris dans les intervalles considérés. Exemples de runs dont le taux de bursts appartient à ces intervalles.*

<b>	run# (<b>)	$< r >$	$< r_{\max} >$	$< r_{\min} >$	$\Delta < w >$
<b> < 0,05	1171 (0,03)	0,225	0,212	0,236	0,006
0,05 < <b> < 0,2	1497 (0,12)	0,17	0,162	0,181	0,009
0,2 < <b> < 0,5	1446 (0,33)	0,15	0,133	0,18	0,026
0,5 < <b> < 0,7	1605 (0,52)	0,125	0,107	0,165	0,043
0,7 < <b>	1293 (0,72)	0,118	0,089	0,136	0,051

Lorsque la valeur moyenne du taux de bursts augmente, les valeurs de r, r_{min} et r_{max} diminuent, donc les largeurs augmentent. Pour une valeur de c_0 donnée, en moyenne, les pics sont plus larges pour des périodes avec une activité élevée, que pour des périodes avec peu d'activité. De plus, la différence entre la valeur minimum et la valeur maximum de la largeur moyenne des pics ($\Delta < w >$), augmente quand la valeur moyenne du taux de bursts augmente. Cet effet pourrait être attribué à a catégorie des organismes mais le nombre de pics qui se superposent est plus grand dans une période agitée que dans une période calme. Ceci implique que l'erreur sur la largeur du pic (et aussi sur les autres variables) soit plus importante quand l'activité est forte. Lorsque le taux de bursts moyen est inférieur à 0,2 (cas des exemples des runs 1171 et 1497), le $\Delta < w >$ est inférieur à la durée d'un time slice. La valeur de c_0^* n'est alors pas très importante car le nombre de pic extraits est à peu près le même quel que soit le critère, ceci car il n'y a pratiquement pas de superposition des pics. Pour les autres périodes de prise de données, le taux de bursts est plus élevé, la superposition des pics est plus importante, et le $\Delta < w >$ devient plus grand.

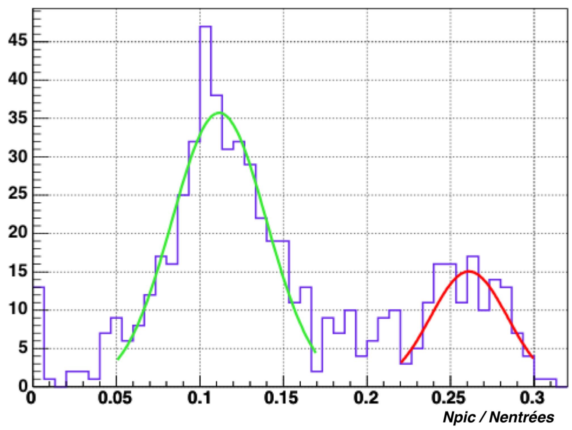


FIG. 8.46 – *Distribution du nombre de pics extraits, divisé par le nombre d'entrées.*

Pour éviter que c_0^* ne tombe à la valeur maximale, où la superposition devient importante dans le cas des runs à haut taux de bursts, une coupure est faite à 70%. La distribution des c_0^* obtenus pour toutes les périodes de prise de données prend alors une valeur moyenne de 50% (dispersion = 15%). C'est cette valeur qui a été utilisée pour tous les runs.
Ayant choisi le paramètre c_0^*, les pics sont extraits. La distribution de r (Npic/Nentrées) est présentée figure 8.46 pour tous les runs utilisés. Deux types de runs se distinguent : ceux pour lesquels $r \geq 0{,}22$ et ceux pour lesquels $r \leq 0{,}17$. Les pics des runs avec $r \geq 0{,}22$ sont moins larges que les pics des runs à $r \leq 0{,}17$. Cela signifie que l'extraction permet d'obtenir un plus grand nombre de pics dans le premier type de runs ($r \geq 0{,}22$) que dans le deuxième ($r \leq 0{,}17$). Les runs du premier type montrent une corrélation avec les runs dont le taux de bursts moyen $< b >$ est inférieur à 0,15, c'est à dire les runs de périodes les plus calmes. Ceci est cohérent avec ce qui a été dit précédemment. Par contre, les runs pour lesquels $r \leq 0{,}17$ ne sont pas particulièrement corrélés avec un taux de bursts moyen plus élevé. Le fait de prendre les valeurs moyennes sur les périodes entières, alors que chaque période n'a pas la même durée et que les lignes de bases peuvent être élevées, sont les raison pour lesquelles cette corrélation n'est pas parfaite. Mais le critère utilisé est le même pour tous les runs, et cela ne va pas influer sur les pics extraits.

Performance de l'algorithme

Pour tester la validité de l'algorithme, une fausse prise de données est créée : sur une ligne de base de 0 kHz, des pics sont ajoutés. Ces pics peuvent prendre trois formes différentes dont 2 de même longueur et hauteur, mais avec un temps de montée différent. La forme et la hauteur des pics sont fixées, puis, au hasard, ils sont distribués dans le temps. A chaque instant, la valeur du taux de comptage, est tirée au hasard entre la valeur fixée par la forme du pic et cette valeur multipliée par deux. Ceci permet d'introduire de fortes fluctuations. Le taux de comptage en fonction du temps[17] est présenté figure 8.47, et la distribution des hauteurs vraies sur la figure 8.48. Les longueurs vraies peuvent prendre 2 valeurs : 21 et 22, et les temps de montée prennent les valeurs : 1, 2, et 3.
La recherche du paramètre à utiliser pour définir le critère d'identification des pics donne la figure 8.49. Aucun plateau n'apparaît, mais la valeur utilisée pour extraire les pics est la même que pour les données réelles.
La distribution des largeurs des pics extraits est présentée sur la figure 8.50 (en haut, à gauche). Malgré la contamination de pics de petites largeurs, les 2 largeurs initiales sont retrouvées. Les hauteurs des pics (en haut, à droite) sont assez bien retrouvées. Cependant la distributions des hauteurs simulées présente deux populations : l'une dont les hauteurs

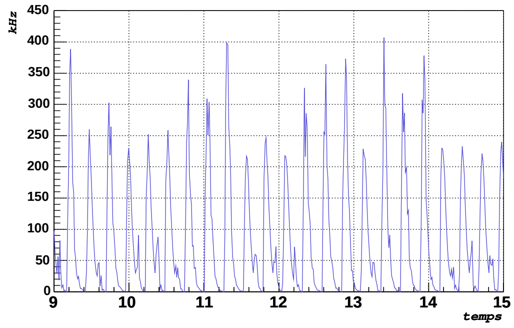


FIG. 8.47 – *Taux de comptage (au dessus de la ligne de base) en fonction du temps (unités arbitraires) utilisé pour tester l'algorithme.*

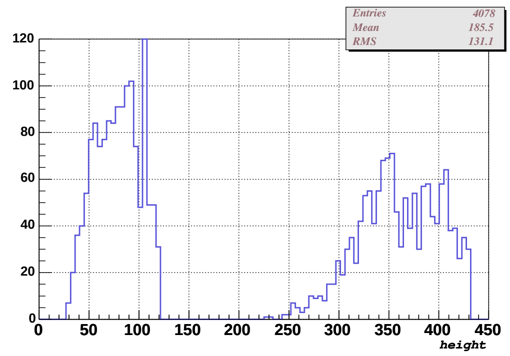


FIG. 8.48 – *Distribution des hauteurs vraies.*

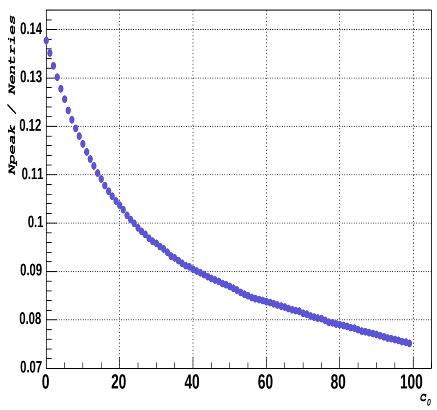
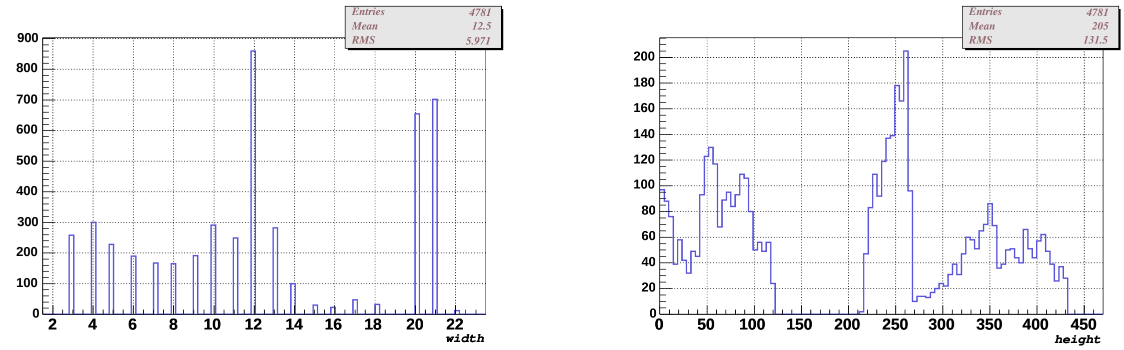


FIG. 8.49 – *Nombre de pics divisé par le nombre d'entrée, en fonction du critère, pour les données crées.*

17. Unitées arbitraires.

sont inférieures à 120 kHz et l'autre dont les hauteurs sont supérieures à 250 kHz, alors que la distribution des hauteurs extraites présente trois populations distinctes : la première est equivalente aux plus basses valeurs des hauteurs simulées, la deuxième correpond à des hauteurs d'environ 250 kHz et la troisième correpond à des hauteurs supérieures à 270 kHZ. On retrouve également les temps de montées (en bas, à gauche) avec les valeurs 1, 2 et 3, mais une quatrième valeur est introduite. Le nombre de pics inclus initialement est de 4078 et l'algorithme en a retrouvé 4781. La valeur du paramètre choisi pour le critère est dans ce cas pas assez élevé, et le nombre de pics retrouvés est correct à 20% près. Le fait d'avoir laissé fortement fluctuer le taux de comptage au-dessus de la valeur fixée par la forme des pics, introduit des variations qui sont reconnues comme des pics à part entière, ce qui implique que le nombre de pics retrouvés est supérieur au nombre de pics simulés.
L'algorithme peut séparer des pics de longueurs différentes ou des pics de longueurs et de hauteurs différentes, mais pas des pics dont seul les temps de montée sont différents.

A l'aide de cet algorithme, les pics des données peuvent être extraits. C'est l'objet de ce qui suit.



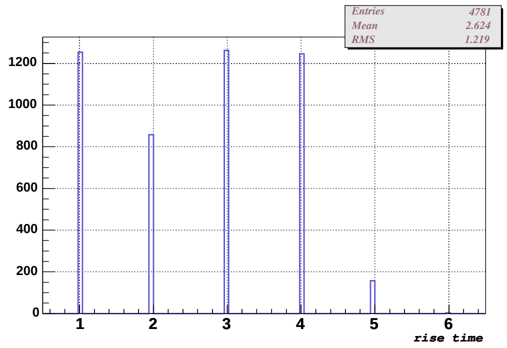
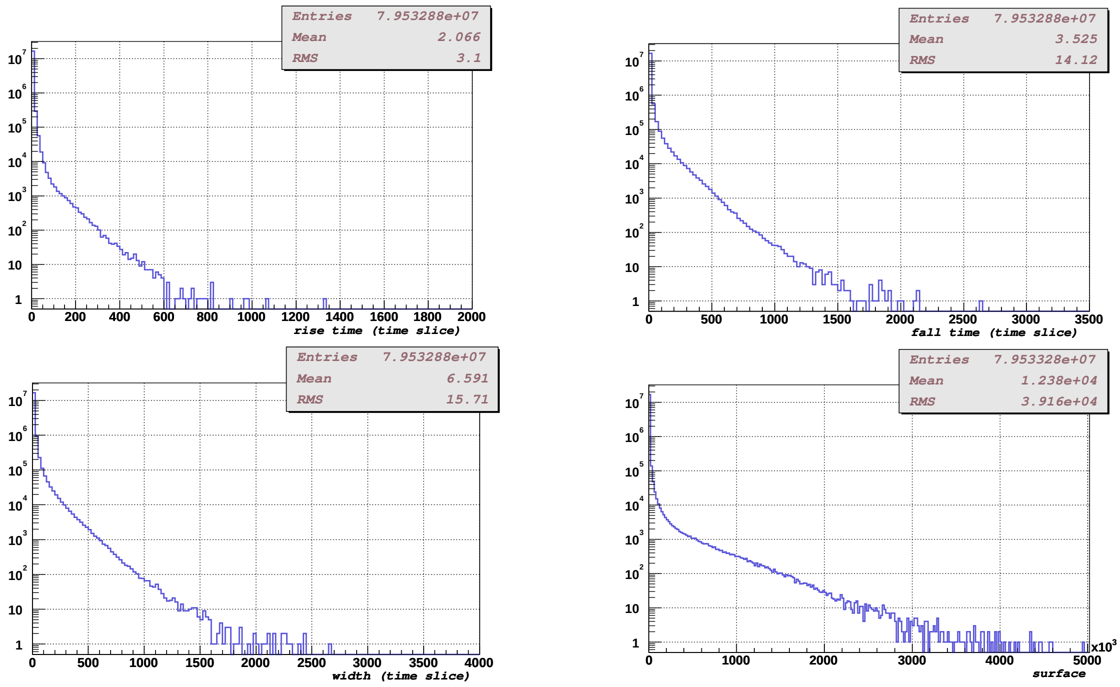


FIG. 8.50 – *Distributions des largeurs, hauteurs et temps de montée retrouvés avec l'algorithme.*

8.5.3 Forme des pics

Les données utilisées sont les taux de comptage obtenus par l'analyse des événements L0, pour les deux mêmes raisons énoncées précédemment à la section 8.4.1.

Les distributions des hauteurs, largeurs, temps de montée et temps de décroissance des pics, ainsi que l'intégrale des pics sont présentées figures 8.51. Quelle que soit la variable, il n'a pas été possible de mettre différentes familles d'organismes bioluminescents en évidence.



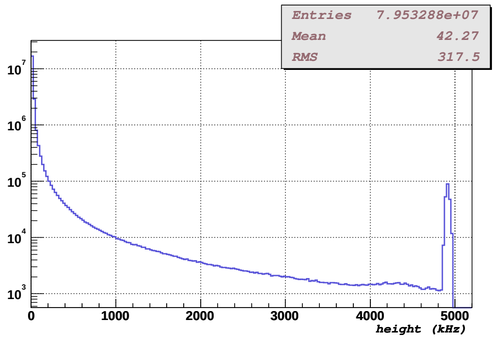


FIG. 8.51 – *Distributions des temps de montée, temps de descente, largeur, surface et hauteur des pics extraits des données enregistrées sous le format L0.*

La même étude a été faite avec les données CRM. Elle ne permet pas non plus de mettre en évidence des familles différentes d'organismes. Les distributions ont tout de même des différences :
- la hauteur présente les pics déjà présents dans les taux de comptage bruts.
- les distributions des longueurs, en particulier les temps de montée, ne présentent pas le changement de pente (logarithmique) vers 100 time slices.

Toujours dans le but d'essayer de séparer des familles d'organismes, la section suivante présente les corrélations entre grandeurs définissant la forme d'un pic, ainsi qu'avec les valeurs de ligne de base et de taux de bursts.

8.5.4 Corrélations entre les grandeurs caractérisant la forme des pics

Pour étudier les corrélations entre les variables caractérisant la forme des pics et entre ces variables et la ligne de base et le taux de bursts, les variables sont moyennées sur les 10 min utilisées pour calculer les lignes de base.
La figure 8.52 présente les valeurs de ligne de base et de taux de bursts en fonction de la largeur moyennée des pics. La largeur moyenne des pics de bioluminescence s'étale quand la ligne de base augmente, mais il n'apparaît pas de corrélation claire. Par contre, les taux de bursts semblent être corrélés avec la largeur des pics. La largeur des pics extraits

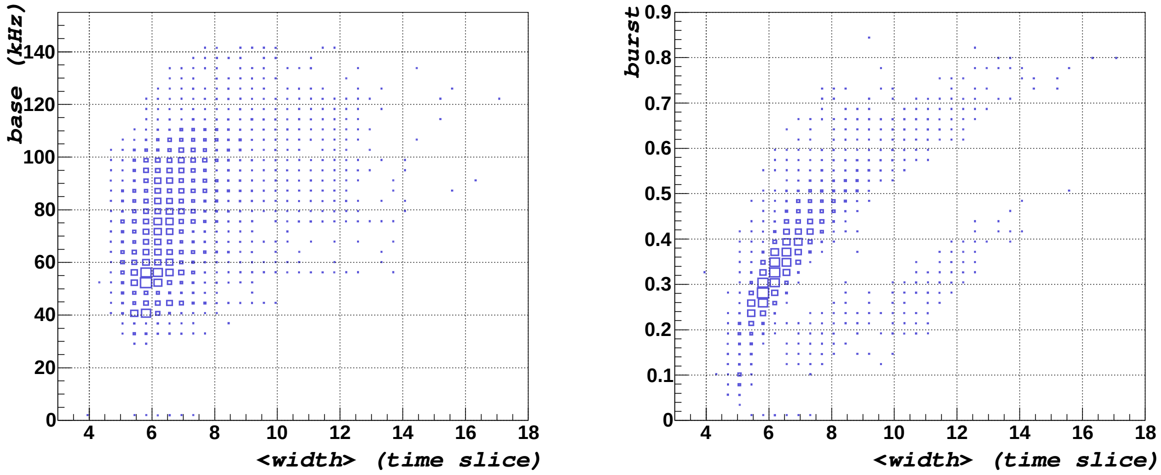


FIG. 8.52 – *Distribution bidimensionnelle des lignes de base (à gauche) et des taux de bursts (à droite) en fonction de la largeur des pics.*

augmente avec le taux de burst. C'est ce qui avait déjà été noté dans la section 8.5.2, où nous avons vu que l'origine de cet effet provient de la superposition des pics. On peut noter que deux nuages de points distincts apparaissent sur cette figure mais la signification statistique est très faible. Il est nécessaire d'étudier une plus grande quantité de données pour conclure à l'existence de deux familles d'organismes différentes. Les figures de corrélations entre toutes les combinaisons des autres variables n'apportent pas d'informations supplémentaires. Seules les trois longueurs (largeur, temps de montée et de descente) sont corrélées mais ceci provient de leur définition.

Les corrélations entre les variables caractérisant la forme des pics et entre ces variables et les lignes de base et les taux de bursts n'apportent pas plus de renseignements. Pour tenter d'aller plus loin, les pics sont ajustés, et les valeurs des variables de forme des pics sont obtenues à partir de ces ajustements. C'est ce qui est présenté dans ce qui suit.

Ajustement des pics

La longueur et le temps de montée ne sont pas retrouvés correctement dans le cas présenté sur la figure qui illustre la méthode d'extraction des pics (figure 8.44 cas a). Ceci provient du fait que le début du pic ne soit pas déterminé dans ce cas. Pour ce faire, les pics sont ajustés avec la fonction :

$$F_{pic}(t) = a\,e^{-(b/t)^c}\left(\frac{1}{t}\right)^d \tag{8.6}$$

Seules les données (L0) du module optique 1 de l'étage 1, sur une durée de 48 heures ont été utilisées. La figure 8.53 présente un échantillon des ajustements des pics.

Les distributions obtenues n'apportent pas forcément plus d'information ; on ne voit pas apparaître de séparation entre des familles d'organismes dans les distributions des temps de descente, des largeurs ou des intégrales. Par contre les distributions des hauteurs et des temps de montée (figures 8.54 et 8.55, avec un zoom en abcisse) semblent distinguer une population. Cette population aurait une hauteur inférieure à 40 kHz et un temps de montée très court, de moins de 10 ms (la distribution bi-dimensionnelle de ces variables montre qu'il s'agit du même lot de données).

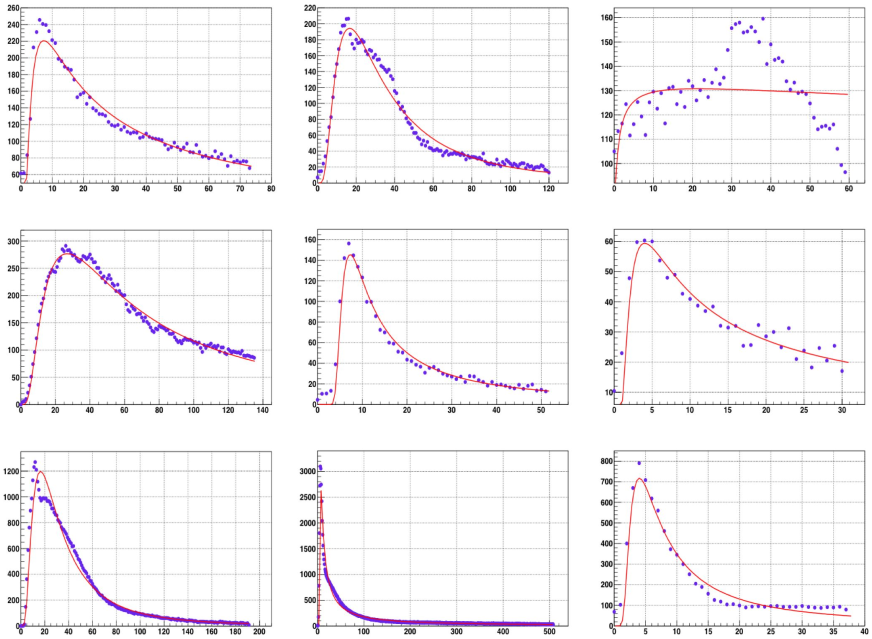


FIG. 8.53 – *Exemples d'ajustements des pics avec la fonction 8.6. Les abcisses sont des unités de time slice (13 ms), les ordonnées sont des kHz au dessus de la ligne de base.*

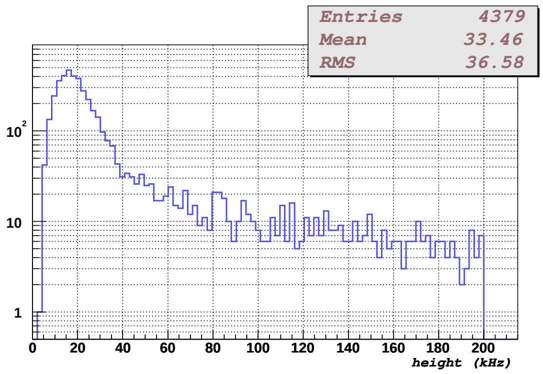


FIG. 8.54 – *Zoom sur la distribution des hauteurs des pics obtenues par ajustement.*

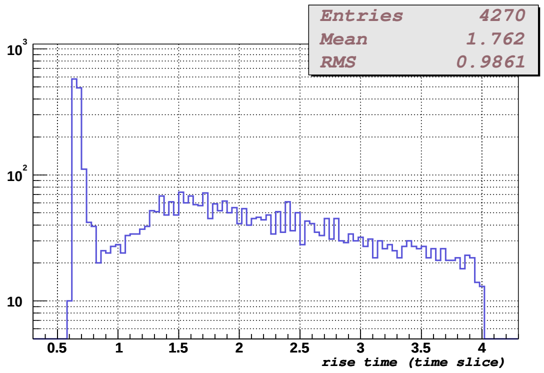


FIG. 8.55 – *Zoom sur la distribution des temps de montée des pics obtenus par ajustement.*

Malgré l'ajustement, le début du pic reste indeterminé. De plus on a vu que lorsque l'activité est élevée, la ligne de base est augmentée par rapport à la composante continue. Donc la base des pics extraits est tronquée, ce qui induit un temps de montée plus court et une hauteur moins élevée. Mais dans ce cas, les autres longueurs et hauteurs devraient être également diminuées. Les lignes de base de ces données sont inférieures à 100 kHz (la moyenne est de 75 kHz), la troncature n'est donc pas particulièrement élevée. Par ailleurs, la superposition des pics produit l'allongement des pics extraits. Le taux de bursts moyen des données utilisées est de l'ordre de 0,3. La superposition des pics n'est pas négligeable et de plus, l'erreur sur les longueurs est au minimum de 2 time slices (cf. tableau 8.4). Il est donc assez certain que cette population ne soit qu'un effet combiné de la méthode d'extraction des pics et de l'activité bioluminescente.

Dans l'ensemble, il est difficile de séparer les éventuelles populations d'organismes, car l'augmentation de l'activité par le courant (et/ou le mouvement de la ligne) rend l'extraction des pics difficile, en particulier à cause de la superposition des pics. Il pourrait être possible d'obtenir des résultats plus probants en utilisant l'ajustememt des pics sur une plus longue période, ou avec un algorithme plus perfectionné. Ce serait également le cas si une meilleure résolution temporelle permettait à la ligne de base d'être utilisée comme un estimateur plus correct de la composante continue en cas de forte activité bioluminescente, pour ainsi d'éviter la superposition des pics.

Conclusion

La ligne secteur, prototype d'ANTARES, a pris 1500 heures de données, mais les données les plus fiables sont celles enregistrées au format L0 qui ne représentent que 200 heures de données. La possibilité de modifier, en ligne, les programmes utilisés au niveau des LCM a permis d'obtenir ces dernières données, lorsque les effets de la discrétisation des événements CRM a été notée. Néanmoins, dans certaines études, les CRM peuvent être utilisés.
La ligne de base est un estimateur de la composante continue. Le taux de bursts permet d'identifier le degré d'activité de la bioluminescence. Les lignes de base et taux de bursts obtenus à partir des CRM dépendent de la valeur de pré-compte ; si celui-ci est trop élevé, la discrétisation est plus forte, s'il est trop faible, le temps mort devient important. Une valeur de 50 pour le pré-compte semble être un bon compromis entre ces deux effets.
Le taux de bursts, et probablement toutes les composantes de bioluminescence, sont uniformes en hauteur sur la ligne secteur (sur 50 m).
La ligne de base est formée de 2 composantes ; l'une est dépendante du courant marin et l'autre ne l'est pas. Cette dernière est la composante continue. Elle varie entre 30 et 80 kHz. Elle est elle-même composée de deux sources distinctes ; le potassium 40 pour environ 30 kHz et les bactéries.
Le taux de bursts est corrélé avec le courant marin ; plus le courant est fort, plus l'activité bioluminescente est élevée.
Les deux points sités précédemment, l'intervalle dans lequel la composante continue varie et la corrélation des taux de bursts avec le courant, confirment les conclusions des tests précédents.
Lorsqu'elle montre une corrélation avec le courant, la bioluminescence, aussi bien la ligne de base que le taux de bursts, suit une période comprise entre 17,4 et 20,6 heures. Cette période est compatible avec la période imposée aux masses d'eau par la force de Coriolis. Celle-ci n'avait pas encore été remarquée. De plus, il est probable qu'une composante périodique d'environ 12 heures soit présente dans les données. Cette composante pourrait être liée à la marée dont la période est de 12 heures, mais un rythme endogène aux organismes pourrait aussi être en cause.
La corrélation entre modules optiques différents calculée à partir des taux de comptage de la ligne de base, est faible à petite distance et devient nulle lorsque la distance qui sépare les modules optiques augmente. La corrélation pour les taux de comptage élevés (taux de bursts), est nettement plus importante. Elle diminue avec la distance entre modules optiques et va également jusqu'à s'annuler.
L'extraction des pics de bioluminescence montre que, pendant les périodes de forte activité bioluminescente, ces pics sont plus longs donc moins nombreux. Leur longueur réelle n'est probablement pas modifiée mais ceci est la conséquence de la superposition des pics

et de l'augmentation de la ligne de base lorsque l'activité bioluminescente est importante. L'extraction simple des pics de bioluminescence ne permet pas d'identifier plusieurs familles différentes d'organismes. Grâce à l'ajustement d'une fonction sur ces pics, il est possible de distinguer une famille d'organisme dont l'amplitude du pic est plus faible et le un temps de montée plus court. L'origine de cette population est probablement un biais lié à l'algorithme d'extraction des pics et à la superposition de ces implusions.

Les points d'analyse communs entre les tests précédents et ceux présentés ici, mènent aux mêmes conclusions. Certains points ont été précisés et une période proche de celle liée aux variations du courant, dues à la force de Coriolis, a été mise en évidence.
L'influence de la bioluminescence sur les taux de déclenchement dans le cas de prise de données utilisées pour reconstruire des muons, et son influence sur les performances d'ANTARES sont actuellement à l'étude. Mais on peut d'ores et déjà dire que la composante continue, seule, n'affectera pas l'efficacité du détecteur, car elle reste inférieure à 200 kHz, seuil à partir duquel le temps mort devient limitant. En revanche, la présence de plancton (responsable probable de l'activité bioluminescente) combiné au courant marin risque d'induire un temps mort sur l'électronique du détecteur, et de diminuer ainsi ses performances. L'effet pourrait être plus important lorsque plusieurs lignes seront mises à l'eau dans le cas où la géométrie du détecteur serait la cause des turbulences excitant les organismes. Mais l'effet sur le détecteur ne devrait être limitant que sur une zone restreinte, localisée à la zone de présence des organismes.

Conclusion

Utiliser les neutrinos comme messagers cosmiques ouvre de nouvelles perspectives pour comprendre et observer l'Univers. Leur détection permettra d'obtenir de nouvelles informations sur la composition des jets, sur les mécanismes d'accélération au sein des régions les plus violentes de l'Univers ou sur la production des rayons cosmiques de très haute énergie..
ANTARES est un télescope à neutrinos qui sera déployé en Mer Méditerrannée, à 2500 mètres de profondeur. Au moyen de photomultiplicateurs, il détectera la lumière Čerenkov produite lors de la propagation de muons issus de l'interaction de neutrinos avec l'eau ou la matière terrestre. Ce détecteur a été optimisé pour la détection de neutrinos d'origine galactique ou extra-galactique. La résolution angulaire d'ANTARES pourra atteindre 0,2° pour des neutrinos de 1 TeV, ce qui lui donnera la possibilité d'observer des sources ponctuelles de neutrinos. De plus, sa surface effective de l'ordre de 0,1 km^2 et son seuil en énergie relativement bas (quelques dizaines de GeV) lui permettra d'étudier les flux diffus de neutrinos et d'aborder la recherche de la matière noire.

Le travail présenté dans cette thèse concerne la production et la détection de neutrinos dans les «sursauts gamma». Les sursauts gamma sont des phénomènes de courte durée (quelques secondes dans le domaine gamma), très violents qui s'observent environ une fois par jour par hémisphère.
Plusieurs modèles ont été développés pour les décrire, et certains de ces modèles prévoient une émission de neutrinos. Le modèle du Boulet de Canon permet de reproduire les caractéristiques des sursauts gamma et une émission de neutrinos y intervient naturellement. J'ai présenté ce modèle ainsi que la production de neutrinos associée, tels qu'ils sont proposés par les auteurs A. Dar et A. De Rújula. Pour rendre ce modèle plus réaliste et l'affiner, je l'ai modifié en incluant une nouvelle estimation du nombre de neutrinos engendrés.
Ce modèle dépend de plusieurs paramètres. J'ai étudié leur influence sur les quantités physiques telles que la fraction d'énergie du jet emportée par les neutrinos ou l'énergie libérée dans le sursaut gamma. Il apparaît qu'un grand nombre d'ensembles de paramètres peuvent être utilisés. Mais le facteur le plus important pour la détection de neutrinos sur Terre est l'angle du vue sous lequel le sursaut est observé. L'angle de vue est l'angle entre la direction de la Terre vue depuis la source et l'axe du jet. En effet les neutrinos produits dans des jets forment un faisceau très collimé. Si l'angle de visée est nul, le flux de neutrinos d'énergie comprise entre 50 et 250 GeV (énergies typiques des neutrinos produits dans ce modèle et détectables dans ANTARES) est, pour un sursaut gamma typique, d'environ 0,3 neutrinos muoniques par cm^2 et par cannonball. Pour un angle de visée de 10^{-3} radian, le nombre de neutrinos tombe à 0,002 par cm^2 et par cannonball. Selon la distribution des angles de vue des sursauts, entre 1 et 10 événements pourraient être détectés dans le télescope ANTARES en une année et en corrélation avec les sursauts gamma (pour 1 sursaut par jour).
Comme les neutrinos, les photons gammas sont très collimés. Si un satellite de l'hémisphère sud détecte un sursaut gamma, les neutrinos éventuellement produits seront potentiellement visibles dans ANTARES. Ainsi, il est possible d'utiliser les informations de direction et de durée des sursauts recueillies par les satellites. La mise en coïncidence de

ces informations permet de réduire le bruit de fond associé aux muons et aux neutrinos atmosphériques à 1 événement tous les 475 ans. Dans ces conditions, le détecteur ANTARES pourra mettre en évidence les neutrinos produits dans les sursauts gamma et en coïncidence avec eux.

Un bruit de fond supplémentaire affecte ANTARES. Il provient de l'environnement dans lequel le détecteur est placé. En effet, des organismes bioluminescents émettent dans la même gamme de longueurs d'onde que celle à laquelle les photomultiplicateurs sont sensibles. Ce bruit de fond a un impact important sur les performances du détecteur ; il est donc nécessaire de l'étudier. Son étude permettra également de mieux connaître l'activité de ces organismes. Un prototype représentant une partie du détecteur final a été immergé en 2003. Ce prototype a enregistré des données de bioluminescence, sous forme de taux de comptage. L'analyse de ces données, présentée dans cette thèse, reprend les divers points déjà étudiés lors des tests précédents dont les résultats sont confirmés voire affinés. D'autres études y ont été ajoutées et des différents points abordés, il ressort qu'une périodicité comprise enre 17 et 20 heures est présente dans les taux de comptage. Cette périodicité est proche de celle des mouvements des masses liquides imposés par la force de Coriolis, de 17,6 h à la latitude d'ANTARES.

Ce prototype aurait dû être une étape importante dans la mise en place du projet ; il devait servir à la validation des choix retenus pour la conception du télescope. Les solutions envisagées pour répondre aux problèmes rencontrés doivent être testées. Ceci sera fait avec l'immersion d'un second prototype et d'une ligne de test. Ces lignes seront connectées en 2005. La même année la première ligne sera connectée, et le télescope complet sera opérationnel en 2007.

Dès l'immersion des premières lignes, l'étude de la bioluminescence pourra être affinée. Les corrélations entre modules optiques pourront être calculées sur de plus grandes distances. En outre les prises de données sur de plus longues durées amélioreront la sensibilité à d'autres composantes périodiques. Avec une meilleure résolution temporelle que celle utilisée sur le prototype, il deviendrait possible d'isoler la composante continue du bruit de fond optique, même lorsque l'activité bioluminescente est très élevée. Il serait également possible d'extraire de façon plus précise la forme des impulsions produites par certains organismes bioluminescents, afin d'approfondir leur caractérisation.

Chaque avancée dans l'observation du ciel a apporté de nouvelles informations, parfois inattendues. L'utilisation des neutrinos dans le cadre de l'astronomie devrait également en apporter de nouvelles. De plus, en combinant les informations recueillies par les différents satellites, les détecteurs au sol et les télescopes à neutrinos, il deviendra possible de répondre à des questions laissées sans réponse, comme l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie, des sursauts gamma, des jets ...
Néanmoins, il est clair que pour voir l'avènement d'une réelle astronomie neutrinique, il sera nécessaire de construire un détecteur de la taille du kilomètre cube. ANTARES représente une étape intermédiaire vers ces prochains télescopes qui sont d'ores et déjà à l'étude.

Annexe A

Transformation de Lorentz et Approximations

A.1 Rappels sur les transformations de Lorentz

Pour toutes les variables qui dépendent du référentiel dans lequel on se place, le nom de l'objet que l'on considère est écrit en indice et le référentiel est indiqué en exposant. Si le référentiel n'est pas indiqué la variable est donnée dans le référentiel de la supernova au repos (E_{CB} ou γ_{PCK} sont l'énergie du cannonball et le facteur de Lorentz de la zone de choc dans le référentiel de la supernova), sauf pour les variables décrivant la taille de l'objet (L_{CB} ou ρ_{PCK} sont la longueur du cannonball dans son référentiel, ou la densité de la zone de choc dans son référentiel).

A.1.1 Energie - Impulsion

Dans le référentiel de la supernova au repos, le cannonball a une énergie E_{CB} (avec une impulsion P_{CB}) et un facteur de Lorentz:

$$\gamma_{CB} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{CB}^2}} = \frac{E_{CB}}{M_{CB}c^2} \tag{A.1}$$

Dans ce même référentiel, la zone de choc a une énergie E_{PCK} (et une impulsion P_{PCK}) et un facteur de Lorentz:

$$\gamma_{PCK} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{PCK}^2}} = \frac{E_{PCK}}{M_{PCK}c^2} \tag{A.2}$$

Placée dans le référentiel du cannonball au repos (ou de la zone de choc au repos), la supernova a un facteur de Lorentz $\gamma_{SN}^{CB} = \gamma_{CB}$ ($\gamma_{SN}^{PCK} = \gamma_{PCK}$). Les transformations de Lorentz permettent d'obtenir l'énergie l'impulsion et le facteur de Lorentz du cannonball dans le référentiel de la zone de choc:

$$E_{CB}^{PCK} = \gamma_{PCK}E_{CB} - \eta_{PCK}P_{CB} \tag{A.3}$$

$$P_{CB}^{PCK} = -\eta_{PCK}E_{CB} + \gamma_{PCK}P_{CB} \tag{A.4}$$

En divisant par la masse du cannonball:

$$\gamma_{CB}^{PCK} = \gamma_{PCK}\gamma_{CB} - \eta_{PCK}\eta_{CB} \quad (A.5)$$
$$\eta_{CB}^{PCK} = -\eta_{PCK}\gamma_{CB} + \gamma_{PCK}\eta_{CB} \quad (A.6)$$

avec :

$$\eta_{CB} = \beta_{CB}\gamma_{CB} = \frac{P_{CB}}{M_{CB}} \quad (A.7)$$
$$\eta_{PCK} = \beta_{PCK}\gamma_{PCK} = \frac{P_{PCK}}{M_{PCK}} \quad (A.8)$$

Ici c est supposé égal à 1.

A.1.2 Distances

Une distance longitudinale L_{CB} vue dans le référentiel du cannonball au repos devient, dans le référentiel de la supernova:

$$L_{CB}^{SN} = \frac{L_{CB}}{\gamma_{CB}} \quad (A.9)$$

A.1.3 Effet Doppler et Décalage spectral

L'énergie d'un photon ou d'un neutrino, $E_{\gamma,\nu}^{CB}$, émis par le cannonball dans son référentiel au repos est vu dans le référentiel de la supernova avec l'énergie $E_{\gamma,\nu}^{SN}$. La relation les reliant est:

$$E_{\gamma,\nu}^{CB} = \frac{E_{\gamma,\nu}^{SN}}{\delta} \quad (A.10)$$

Avec δ le facteur de Doppler:

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1-\beta cos\theta)} \approx \frac{2\gamma}{(1+\theta^2\gamma^2)} \quad (A.11)$$

L'approximation est valable lorsque l'angle (entre la direction du cannonball et le direction de la particule) $\theta \ll 1$, et que le facteur de Lorentz $\gamma \gg 1$.
Le décalage spectral réduit l'énergie des particules produites avec l'énergie $E_{\gamma,\nu}^{SN}$ à une énergie $E_{\gamma,\nu}^{\oplus}$ observée sur Terre:

$$E_{\gamma,\nu}^{\oplus} = \frac{E_{\gamma,\nu}^{SN}}{1+z} \quad (A.12)$$

avec z le décalage spectral (redshift).

a) Temps

Le temps dt^{CB} qui s'écoule dans le référentiel du cannonball est relié au temps dt^{SN}, dt^{PCK} et $dt^{\oplus}$ par:

$$dt^{CB} = \frac{dt^{SN}}{\gamma_{CB}} \quad \text{(A.13)}$$

$$dt^{PCK} = \frac{dt^{SN}}{\gamma_{PCK}} \quad \text{(A.14)}$$

$$dt^{SN} = \frac{\gamma\delta}{1+z} dt^{\oplus} \quad \text{(A.15)}$$

$$dt^{\oplus} = dt^{CB} \frac{1+z}{\delta} \quad \text{(A.16)}$$

A.2 Radiation d'une source à distance cosmologique

A.2.1 Distance de Luminosité

La distance de luminosité en fonction du décalage spectral z est [117]:

$$D_L(z) = \frac{(1+z)\,c}{H_0} \int_0^z dz'\, F(z') \quad \text{(A.17)}$$

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2\,(1+\Omega_M\, z)\; - z(z+2)\Omega_\Lambda}} \quad \text{(A.18)}$$

Avec $H_0 = 65$ Mpc^{-1} km s^{-1}, la constante de Hubble, $\Omega_M = 0{,}3$, et $\Omega_\Lambda = 0{,}7$. Ω_R est négligé.
A $z = 1$, la distance de luminosité vaut ~ 7 Gpc $\sim 2 \times 10^{28}$ cm.

A.2.2 Fluence

A partir des équations A.10, A.12, A.13, et A.15, la luminosité $\mathcal{L}$ est:

$$\mathcal{L}^{\oplus} = \frac{dE^{\oplus}}{dt^{\oplus}} = \mathcal{L}^{CB} \frac{\delta^2}{(1+z)^2} \quad \text{(A.19)}$$

Avec:

$$d\Omega^{\oplus} = sin\theta^{\oplus} d\theta^{\oplus} d\phi^{\oplus} \quad \text{(A.20)}$$

$$= \frac{sin\theta^{CB}}{\delta} \frac{d\theta^{CB}}{\delta} d\phi^{CB} \quad \text{(A.21)}$$

et avec $dA^{\oplus}/d\Omega^{\oplus} = D_L^2/(1+z)^2$, la fluence (en ergs s^{-1} sr^{-1}) est:

$$F_{ang}^{\oplus} = \frac{dE^{\oplus}}{d\Omega^{\oplus}\, dt^{\oplus}} = \frac{\mathcal{L}^{CB}}{4\pi} \frac{\delta^2}{(1+z)^2} \delta^2 \quad \text{(A.22)}$$

La fluence (en erg cm^{-2} s^{-1}) est alors:

$$F_{tps}^{\oplus} = \frac{dE^{\oplus}}{dA^{\oplus}\, dt^{\oplus}} = \frac{dE^{\oplus}}{d\Omega^{\oplus}\, dt^{\oplus}} \frac{d\Omega^{\oplus}}{dA^{\oplus}} = F_{ang}^{\oplus} \frac{(1+z)^2}{D_L^2} \quad \text{(A.23)}$$

La fluence intégrée en temps (en ergs cm^{-2}) est reliée à l'énergie d'un cannonball:

$$\begin{aligned}
F_\gamma^{\oplus} = F_{tps}^{\oplus}\,\Delta t^{\oplus} &= F_{ang}^{\oplus}\,\frac{(1+z)^3}{\delta\, D_L^2}\,\Delta t^{CB} && \text{(A.24)}\\
&= \mathcal{L}^{CB}\Delta t^{CB}\,\frac{\delta^3\,(1+z)}{4\pi\, D_L^2} && \text{(A.25)}\\
&= E_{pulse}^{CB}\,\frac{\delta^3\,(1+z)}{4\pi\, D_L^2} && \text{(A.26)}
\end{aligned}$$

A.3 Approximations

Les approximations utilisées dans le paragraphe 4.5 sont expliquée si dessous.
On a:

$$\begin{aligned}
\gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} && \text{(A.27)}\\
\eta &= \sqrt{\gamma^2-1} && \text{(A.28)}
\end{aligned}$$

Si $\gamma \gg 1$, alors:

$$\begin{aligned}
\eta &= \gamma\sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}} && \text{(A.29)}\\
&\sim \gamma(1-\frac{1}{2\gamma^2}) && \text{(A.30)}\\
&\text{et} \\
\gamma-\eta &\sim \frac{1}{2\gamma} && \text{(A.31)}
\end{aligned}$$

En utilisant cela avec γ_{in}, pour obtenir l'approximation de l'équation 4.93 :

$$\begin{aligned}
\gamma_{in}-\eta_{in} &\sim \frac{1}{2\gamma_{in}}\\
2M_{CB}(\gamma_{in}-\eta_{in}) &\sim \frac{M_{CB}}{\gamma_{in}}\\
2(E_{CB}-P_{CB}) &\sim \frac{E_{CB}}{\gamma_{in}^2}
\end{aligned}$$

Pour obtenir l'équation 4.94, les approximations sont les suivantes:

$$\begin{aligned}
2\,(E_\nu-P_\nu)\,P_{CB}-(E_\nu^2-P_\nu^2) &= 2\,(E_\nu-P_\nu)\,P_{CB}-(E_\nu-P_\nu)(E_\nu+P_\nu) && \text{(A.32)}\\
&\approx 2(E_\nu-P_\nu)\,P_{CB}-2\,E_\nu\,(E_\nu-P_\nu) && \text{(A.33)}\\
&= 2\,(E_\nu-P_\nu)\,(P_{CB}-E_\nu) && \text{(A.34)}\\
&\approx 2\,(E_\nu-P_\nu)\,E_{CB}\,(1-f_\nu) && \text{(A.35)}
\end{aligned}$$

L'équation 4.109 est obtenue à partir de l'équation 4.104 dans le cas où $\gamma_N \ll \gamma_{pck}$:

$$\begin{aligned}
E_\nu^{SN}-P_\nu^{SN} &= f_\nu^{cm}M_N(\gamma_N+\gamma_{pck}-\sqrt{\gamma_N^2+\gamma_{pck}^2+2\eta_{pck}\,\eta_N-2}) && \text{(A.36)}\\
&= f_\nu^{cm}M_N(\gamma_N+\gamma_{pck}-\sqrt{(\gamma_N+\gamma_{pck})^2+2\eta_{pck}\eta_N-2\gamma_N\gamma_{pck}-2} \\
&= f_\nu^{cm}M_N(\gamma_N+\gamma_{pck})(1-\sqrt{1-\frac{2\gamma_{pck}\gamma_N-2\eta_N\eta_{pck}+2}{(\gamma_{pck}+\gamma_N)^2}}) && \text{(A.37)}\\
&= f_\nu^{cm}M_N(\frac{\gamma_{pck}\gamma_N-\eta_N\eta_{pck}+1}{\gamma_{pck}+\gamma_N}) && \text{(A.38)}
\end{aligned}$$

Avec $\gamma_{pck} \gg 1$, on a: $\gamma_{pck} \approx \eta_{pck}$ et:

$$\frac{\gamma_{pck}\gamma_N - \eta_N\eta_{pck} + 1}{\gamma_{pck} + \gamma_N} \approx (\gamma_N - \eta_N)(\frac{\gamma_{pck}}{\gamma_{pck} + \gamma_N}) + \frac{1}{\gamma_{pck} + \gamma_N} \tag{A.39}$$

$$\approx \gamma_N - \eta_N \tag{A.40}$$

Pour obtenir l'expression 4.116, il suffit d'utiliser la relation A.30 et avec γ_1 et $\gamma_2 \gg 1$:

$$2\gamma_1\gamma_2 - 2\eta_1\eta_2 = 2\gamma_1\gamma_2 - 2\sqrt{\gamma_1^2 - 1}\sqrt{\gamma_2^2 - 1} \tag{A.41}$$

$$\sim 2\gamma_1\gamma_2 - 2\gamma_1(1 - \frac{1}{2\gamma_1^2})\gamma_2(1 - \frac{1}{2\gamma_2^2}) \tag{A.42}$$

$$\sim \gamma_1\gamma_2(\frac{1}{\gamma_1^2} + \frac{1}{\gamma_2^2}) \tag{A.43}$$

A.4 Paramètres utilisés pour ajuster les données des GRB990123, GRB980425 et GRB990712

TAB. A.1 – *Paramètres ajustés, utilisés dans le modèle (original) du Cannonball* **??**.

paramètres	GRB990123	GRB980425	GRB990712
β_{in}	$1/40\sqrt{3}$	$1/30\sqrt{3}$	$1/10\sqrt{3}$
β_{out}	$1/\sqrt{3}$	$1/2\sqrt{3}$	$1/3\sqrt{3}$
γ_{out}	1500	333	200
E_{CB} (ergs)	20×10^{52}	10×10^{52}	50×10^{52}
M_{SN}	$2M_\odot$	$10M_\odot$	$2{,}5M_\odot$
R_{SN} (cm)	$1{,}3 \times 10^{14}$	$5{,}2 \times 10^{14}$	$7{,}8 \times 10^{14}$
n	6	8	3
θ_v	$1{,}46 \times 10^{-3}$	60×10^{-3}	$0{,}5 \times 10^{-3}$
z	1,6	0,0085	0,4315

L'énergie E_{CB}est l'énergie du jet, composé d'une dizaine de cannonballs. Pour les auteurs du modèle, le GRB980425, n'a rien de particulier, contrairement à ce que pense une grande partie de la communauté des astrophysiciens. Le fait que l'angle d'observation soit très grand dans le modèle des cannonball diminue la fluence totale de ce sursaut.
Ces valeurs ont quelque peu évolué. En particulier, l'angle de vue du GRB980425 est diminué à $7{,}8 \times 10^{-3}$ dans la dernière version du modèle, où le sursaut gamma est produit par interaction Compton Inverse **??**.

A.5 Classification des Supernovae

Tab. A.2 –

<table>
<tr><td>TYPE</td><td>Ia</td><td>Ib</td><td>Ic</td><td>II</td></tr>
<tr><td rowspan="3">Spectre</td><td colspan="3">Absence d'hydrogène</td><td rowspan="3">Hydrogène</td></tr>
<tr><td rowspan="2">Silicium</td><td colspan="2">Absence de Silicium</td></tr>
<tr><td>Hélium</td><td>Absence d'Hélium</td></tr>
<tr><td>Mécanisme</td><td>Explosion nucléaire d'étoiles de faible masse</td><td colspan="3">Effondrement du coeur d'une étoile massive qui peut avoir perdu son enveloppe d'hydrogène ou même d'Hélium durant la phase d'évolution Géante Rouge.</td></tr>
<tr><td>Objet central restant</td><td>Aucun</td><td colspan="3">Etoile à neutron (vue généralement comme un pulsar), ou un trou noir (?)</td></tr>
<tr><td>Neutrinos</td><td>Insignifiant</td><td colspan="3">$\sim 100 \times$ l'énergie visible</td></tr>
<tr><td>Fréquence</td><td>0,36±0,11</td><td colspan="2">0,14±0,07</td><td>0,71±0,34</td></tr>
</table>

Annexe B

Figures d'évolution des caractéristiques d'un cannonball en fonction d'un paramètre

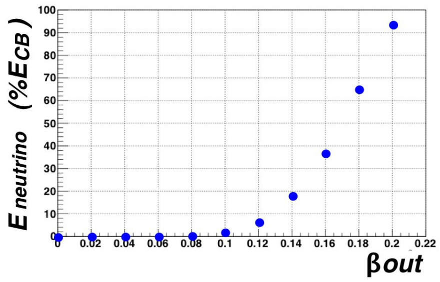


FIG. B.1 – *Evolution de la fraction d'énergie du cannonball emportée par les neutrinos en fonction de β_{out}.*

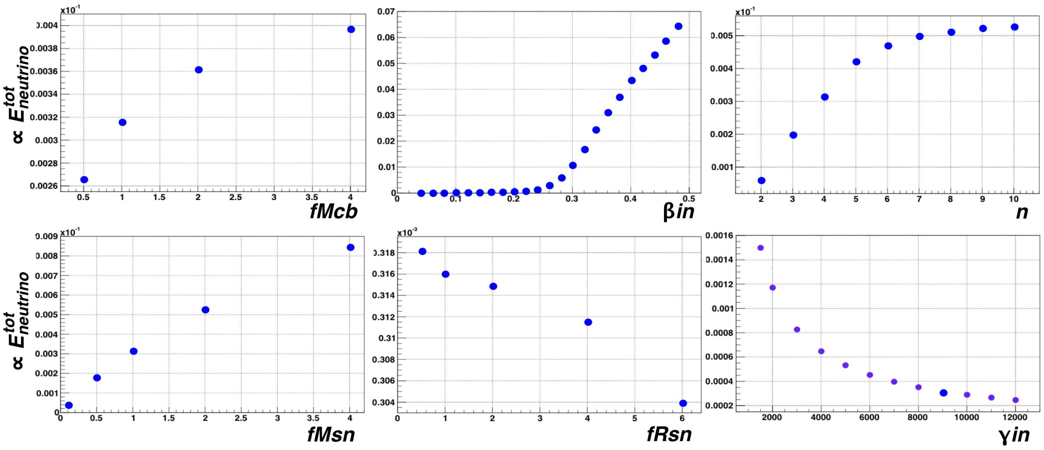


FIG. B.2 – *Evolution de l'énergie totale emportée par les neutrinos, avec* $\beta_{out} = 0$.

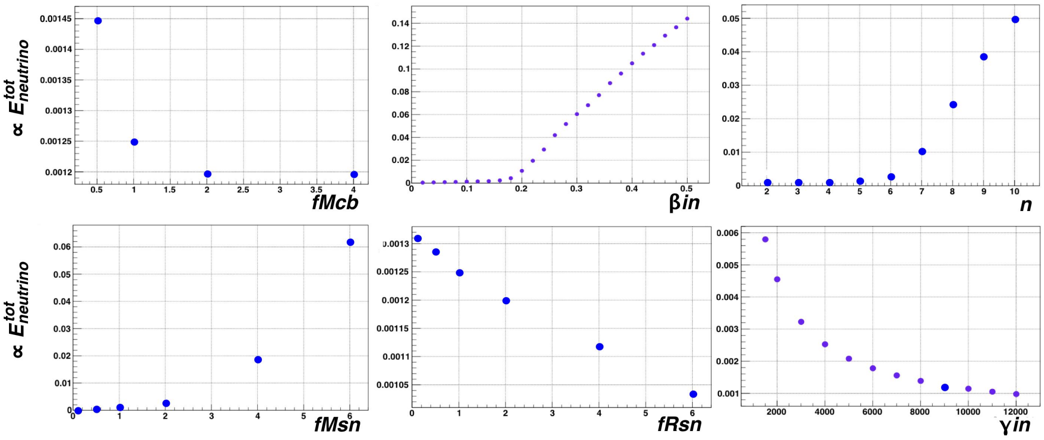


FIG. B.3 – *Evolution de l'énergie totale emportée par les neutrinos, avec* $\beta_{out} \neq 0$.

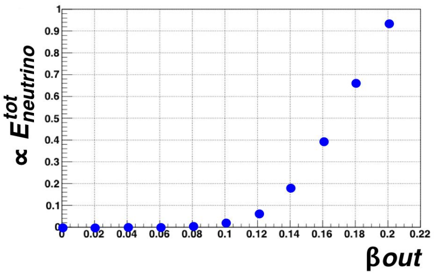


FIG. B.4 – *Evolution de l'énergie totale emportée par les neutrinos en fonction de* β_{out}.

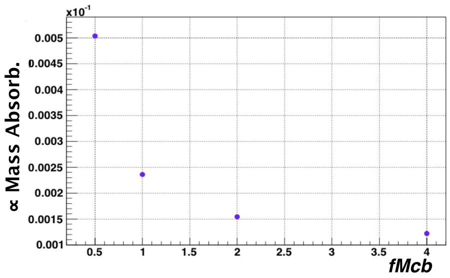


Fig. B.5 – *Evolution de la quantité de masse-cible d'éjecta, absorbée par le cannonball en fonction du paramètre $f_{M_{CB}}$, si $\beta_{out} \neq 0$*

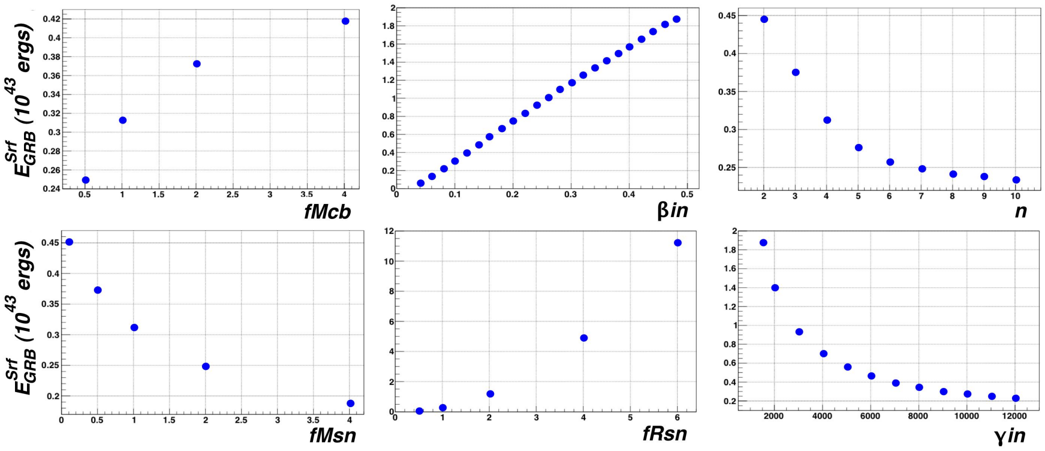


Fig. B.6 – *Evolution de l'énergie du sursaut gamma dans le modèle de surface, avec $\beta_{out} = 0$.*

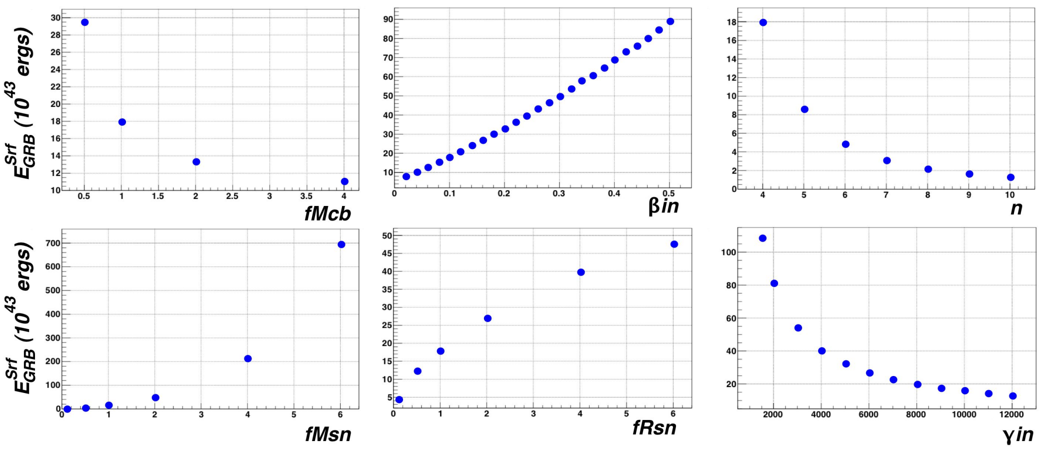


Fig. B.7 – *Evolution de l'énergie du sursaut gamma dans le modèle de surface, avec $\beta_{out} \neq 0$.*

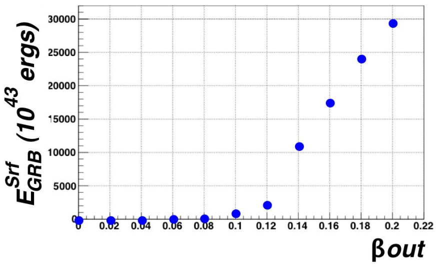


FIG. B.8 – *Evolution de l'énergie du sursaut gamma dans le modèle de surface en fonction de β_{out}.*

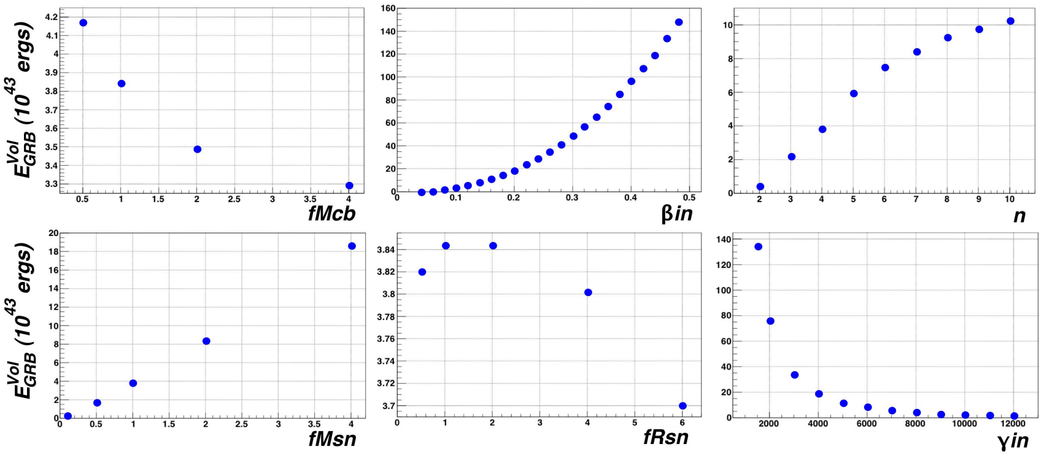


FIG. B.9 – *Evolution de l'énergie du sursaut gamma dans le modèle de volume, avec $\beta_{out} = 0$.*

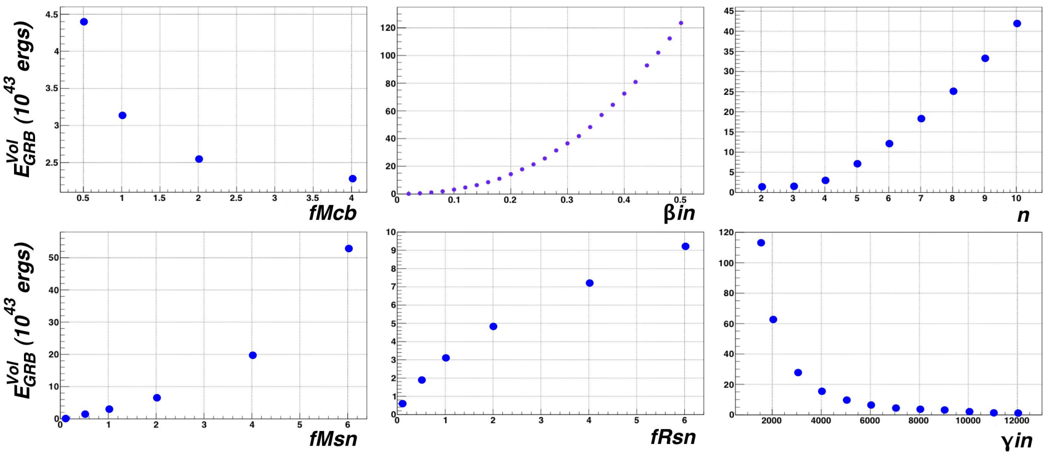


FIG. B.10 – *Evolution de l'énergie du sursaut gamma dans le modèle de volume, avec $\beta_{out} \neq 0$.*

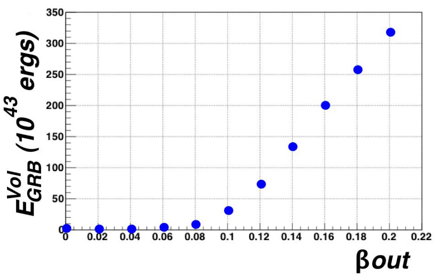


FIG. B.11 – *Evolution de l'énergie du sursaut gamma dans le modèle de volume en fonction de β_{out}.*

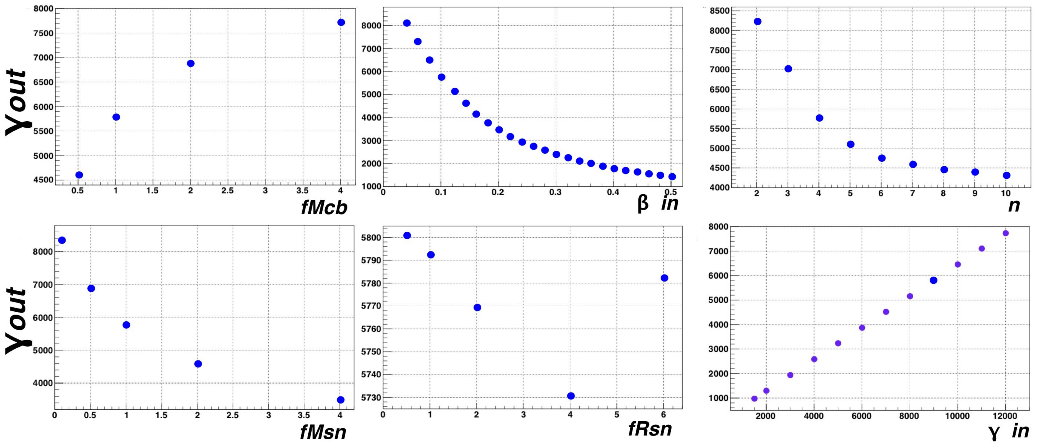


FIG. B.12 – *Evolution du facteur de Lorentz de sortie, avec $\beta_{out} = 0$.*

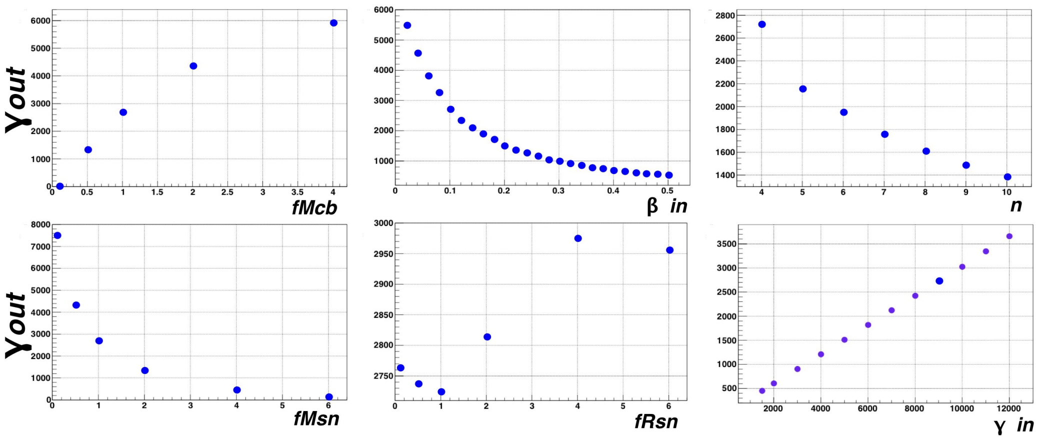


FIG. B.13 – *Evolution du facteur de Lorentz de sortie, avec $\beta_{out} \neq 0$.*

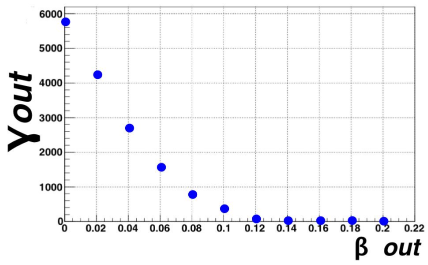


FIG. B.14 – *Evolution du facteur de Lorentz de sortie en fonction de β_{out}.*

Annexe C

Evolution des étoiles

C.1 Naissance des étoiles

Le point de départ est un nuage moléculaire, composé de gaz et de poussière, d'une masse de 100000 à plusieurs millions de masses solaires. Par un évènement exterieur (par exemple, l'onde de choc d'une explosion de supernovae, ou la proximité, relative, d'un bras d'une galaxie spirale) des régions commencent à se concentrer, la densité et la température augmentent: ce sont des ***protoétoiles***. Ces nuages de site de formation d'étoiles ont une taille de l'ordre de 20 fois la taille du système solaire .Un exemple d'un tel nuage est dans la constellation du serpent; la nébuleuse de l'Aigle, figure C.1.

C.2 Vie des étoiles

Le gaz des protoétoile continue de se comprimer jusqu'à ce que la température soit suffisamment élevée pour que les réaction nucléaires se déclenchent ($4H \rightarrow He$). Une grande partie du nuage de poussière et de gaz environnants sont expulsés sous forme de vent violents généralement sous forme de jets polaires, perpendiculaires au disque de matière entourant encore l'étoile. Ce disque de gaz va éventuellement se condenser et créer des planètes.
La pression de radiation des réactions de fusion contre-balance la gravitation propre de l'étoile. Elle consume lentement son hygrogène et reste ainsi dans la ***séquence principale*** du diagramme température-luminosité (diagramme Hertzprung - Russel). La relation masse - densité ($L/L_0 = (M/M_0)^4$) implique que plus l'étoile est massive, plus elle est lumineuse, plus elle consomme son hydrogène, et plus courte sera sa vie. Le cas extrème d'étoiles massives sont les étoiles de Wolf-Rayet, elle peuvent atteindre des masses de plus de 40 masses solaires, pour une luminosité 1 million de fois celle du Soleil. Elles produisent également des vents stellaires impressionnants.
Selon la masse initiale de l'étoile plusieurs scénarios se présentent.

Les géantes rouges Lorsque l'hydrogène est épuisé dans le centre de l'étoile, le coeur d'hélium ne pourra être utilisé immédiatement comme carburant car la température n'est pas suffisante. Le poids des couches externes de l'étoile se fait sentir, et provoque la concentration du coeur. La température augmente, et si la masse de l'étoile est $> 0{,}5 M_\odot$,

la combustion de l'hélium commence. Le taux de combustion de l'He, et la production d'énergie est bien supérieure à la production d'énergie dans la fusion d'H. Les couches externes doivent alors s'étendre pour convoyer cette forte luminosité vers l'extérieur. Le diamètre de l'étoile augmente et la température des couches externes diminue; la radiation est déplacée vers le rouge, d'où leur nom de ***géante rouge***.
L'allumage de la combustion de l'He, pour les étoiles de masses $< 2M_{\odot}$ se fait dans un milieu dégéréré (dégénéréscence électronique). La pression dans le coeur est gouvernée par la densité et non par la température. Les réactions d'He commencent à s'emballer car aucune expansion ne se produit, jusqu'à ce que la température soit suffisamment élevée pour lever la dégénéréscence et permettre l'expansion mettant fin à cet emballement initial. Ce phénomème est appelé ***hélium flash***.
Pour les étoiles dont la masse est inférieure à $0{,}5M_{\odot}$, le coeur se heurte à la dégénéréscence avant de pouvoir utiliser son hélium. Ces étoiles finissent sous forme de ***naines blanches***, et sont constituées majoritairement d'He.
Si la masse de l'étoile est inférieure à quelques $M_{\odot}$, son sort est équivalent. La combustion de l'He en carbone, s'arrête lorsque tout l'He est épuisé. L'enveloppe de l'étoile est expulsée par les vents stellaires, causés par les pulsations du coeur de carbone en formation. Cette matière éjectée est illuminée par l'étoile résiduelle, et forme une ***nébuleuse planétaire***. Le coeur s'effondre sur lui-même et à nouveau la pression de dégénéréscence intervient et l'étoile devient une naine blanche.

C.3 La fin des étoiles

Les naines blanches Ces étoiles supportent leur poids par la pression de dégénéréscence des électrons. Peu lumineuses, et froides, elles ne peuvent que se refroidir jusqu'à devenir invisibles. Si une naine blanche est engagée dans un système binaire, et que les couches externes de l'autre étoile se trouvent dans son champ d'attraction gravitationnel, la matière de la deuxième étoile est absorbée et forme un disque autour de la naine blanche. Lorsque la densité devient suffisamment élevée, des réaction thermonucléaires se déclenchent et produisent une forte luminosité; c'est le phénomène des ***novae***. Cet évènement peut se répéter plusieurs fois. Dans certains cas, la quantité de matière accrétée est beaucoup plus brutale et l'étoile explose en supernova de Type I.

Les supernovae Dans le cas où la masse de l'étoile dépasse $5 - 6M_{\odot}$, la phase de géante rouge se poursuit. Après la combustion de l'hélium, le coeur de carbone s'effondre pour enchaîner les réaction nucléaires suivantes. L'étoile prend une structure avec des couches concentriques, à l'intérieur desquelles les réactions se succèdent. Plus elle est profonde plus les élements des réactions sont lourds (figure C.2).
Lorsque le coeur de fer est formé , l'étoile se retrouve confrontée à un grave problème d'approvisionnement en énergie. Le fer, ou les élements du groupe du fer sont les nuclides les plus liés, il faut fournir de l'énergie pour les faire fusionner ou fissioner. Le maintien d'une pression thermique interne devient impossible, et le coeur de l'étoile va imploser. En implosant, les couches externes, qui ne sont pas encore parvenues aux réactions synthétisant le fer, sont chauffées accélérant les réactions de fusion. Ces réactions provoquent une libération impulsive d'énergie qui provoquerait (ou initierait) un rebond de l'enveloppe, sous la forme d'une onde de choc parcourant l'étoile de l'intérieur vers l'extérieur. Une quantité substancielle de matière est éjectée à des vitesses considérables; c'est une ***supernova***. Il reste de cette explosion, l'éjecta de la supernova s'éloignant du coeur de l'étoile

initiale qui peut prendre la forme d'une ***étoile à neutron*** ou d'un trou noir.

Les étoile à neutrons Lorsque la densité est trop élevée, c'est la pression de dégénérescence des neutrons qui permet de contre - balancer la pression gravitationnelle du coeur de l'étoile. Pour une masse de l'ordre de celle du Soleil, le rayon de l'étoile ne dépasse pas quelques dizaines de kilomètres. Elle prend la forme d'une bille dure et lisse, avec à l'intérieur un liquide neutronique entouré d'une croûte de fer de quelques kilomètres. Elle est animée d'une grande vitesse de rotation.
Un intense champ électrique et magnétique peut générer un jet observé dans les radiofréquences, c'est alors un ***pulsar***.

Les trous noirs Le modèle de trou noir le plus simple et le plus idéalisé, n'existe probablement pas dans l'Univers, il s'agit du trou noir de Schwarzschild, statique, non chargé et dans un espace vide de matière. Un objet qui s'approche du trou noir émet de la lumière qui va apparaître, pour un observateur, décalée dans des longueur d'ondes de plus en plus grandes, par effet de redshift gravitationnel. Ce décalage tend vers l'infini, et comme le temps observé ralentit, l'observateur voit l'objet s'approcher sans jamais atteindre le trou noir. Pour l'objet, le temps d'approche est très raccourci par la forte gravité du trou noir. Il croise la sphère des photons, à l'altitude où seul les photons peuvent être en orbite, car la vitesse de satellisation est égale à la vitesse de la lumière. Plus loin, l'objet traverse l'horizon des évènements; au delà de cette limite, l'espace et le temps permutent, le futur devient l'espace devant l'objet (l'immobilité n'est pas possible), il ne peut plus revenir en arrière, et ne peut que tomber sur la singularité du trou noir (singularité de type spatiale). Si le trou noir de Schwarzschild était éternel (et non formé à partir de l'explosion d'une supernovae par exemple) alors il est prédit la présence d'Univers parallèles dont le seul contact est l'horizon du trou noir, ainsi que la présence d'une autre singularité vers le passé de laquelle il n'est possible que d'en sortir; c'est un trou blanc, ou encore une fontaine blanche.
Si le trou noir possède une charge éléctrique, c'est la solution de Reissner - Nordstrøm qui devient valable. Il y a alors deux horizons distincts et la permutation de l'espace et le temps a lieu deux fois. La singularité est dite temporelle et devient évitable. Cette solution est peu probable car l'étoile qui a donné naissance au trou noir aurait du être chargé.
Le trou noir de Kerr est le modèle le plus réaliste, il s'agit d'un trou noir en rotation. Aux alentours d'un objet massif, l'espace - temps déformé par la gravité est également entrainé dans la rotation. Dans ce cas, il existe deux sphères (ellipsoïdes) de photons l'une dans le sens de rotation et l'autre dans le sens opposé. En s'approchant du trou noir, l'observateur pénètre l'ergosphère située entre la limite statique à l'exterieur et l'horizon à l'intérieur. Dans cette zone, rien n'est immobile car l'espace et le temps sont entrainés par la rotation. Ensuite, l'observateur traverse deux horizons, dont l'effet est le même que pour le trou noir chargé, permutation de l'espace et du temps. La singularité est évitable (type temporelle) et se présente sous forme d'un anneau. Elle est répulsive si l'on s'en approche par l'equateur, il devient donc théoriquement possible de quitter le trou noir, pour se retrouver dans un autre univers, ou dans un ≪espace négatif≫, ou si notre univers est fermé dans une autre région de notre univers.

FIG. C.1 – *Nébuleuse de l'Aigle (M16) dans la constellation du serpent. (Hubble/NASA).*

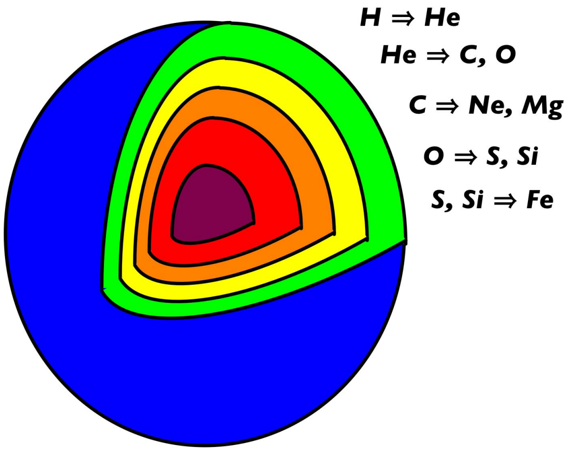
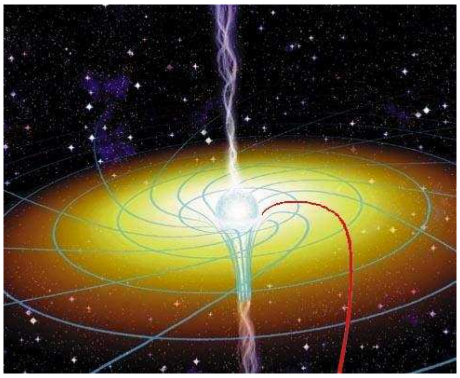


FIG. C.2 – *Illustration de la structure interne d'une étoile.*



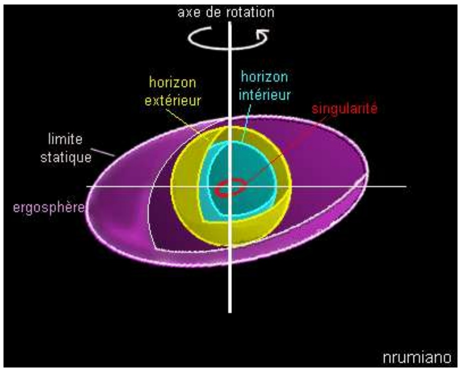


FIG. C.3 – *Illustrations d'un trou noir de Kerr.*

Annexe D

Note sur les taux de comptage

La figure 8.9 montre que les taux de comptage sont dicrétisés, et que cette discrétisation dépend de la valeur du pré-compte. L'explication est dans la nature des évènements CRM. Voici une traduction française de la note sur les taux de comptage, envoyé à la collaboration ANTARES, par J.P. Schuller.

Les règles:
- le format d'un évènement CRM est de 6 bytes
- les CRM sont enregistrés dans la mémoire tampon de 16 bytes du LCM
- la mémoire est envoyé à la côte uniquement lorsqu'elle est pleine
- à chaque nouveau time slice, la mémoire est remise à zero

Le tableau suivant montre pour quelques valeurs de CRM enregistrées, la valeur de *nbItem* reçue, et le taux de comptage *tc* obtenu, pour un pré-compte de 100 :

CRM	**bytes**	**cycles d'écriture**	*nbItem*	*tc* **(kHz)**
1	6	0	0	0,00
2	12	0	0	0,00
3	18	1	2	15,27
4	24	1	2	15,27
5	30	1	2	15,27
6	36	2	5	38,17
7	42	2	5	38,17
8	48	3	8	61,07
9	54	3	8	61,07
10	60	3	8	61,07
11	66	4	10	76,34
12	72	4	10	76,34
13	78	4	10	76,34

CRM	**bytes**	**cycles d'écriture**	$nbItem$	tc **(kHz)**
14	84	5	13	99,24
15	90	5	13	99,24
16	96	6	16	122,14
17	102	6	16	122,14
18	108	6	16	122,14
19	114	7	18	137,4
20	120	7	18	137,4
21	126	7	18	137,4
22	132	8	21	160,3
23	138	8	21	160,3
24	144	9	24	183,21
25	150	9	24	183,21
26	156	9	24	183,21

Annexe E

Bioluminescence

E.1 Ligne de Base et Taux de Bursts

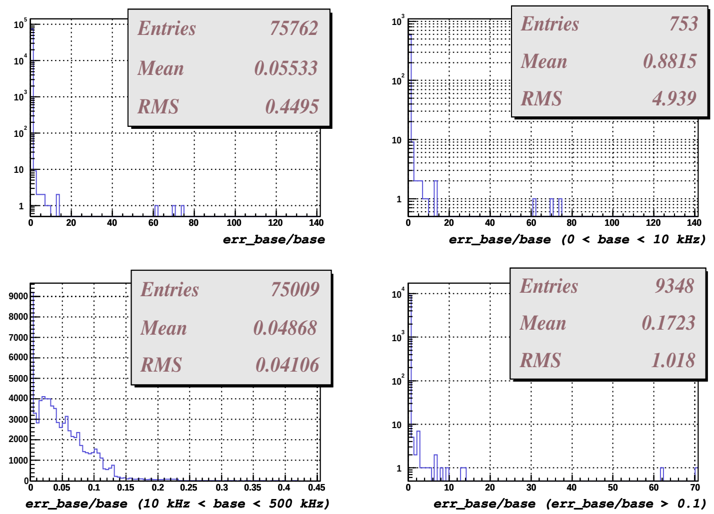


FIG. E.1 – *Distributions des erreurs relatives sur les lignes de base.*

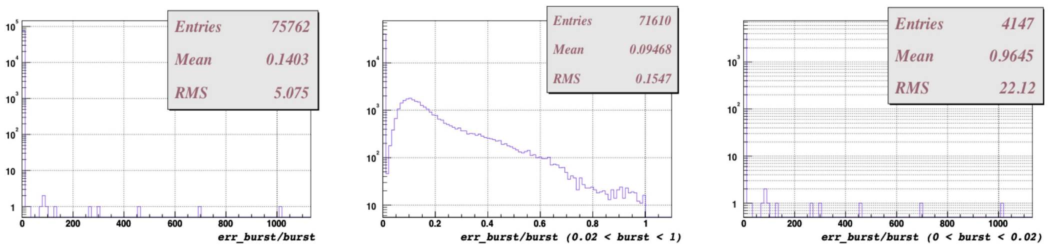


FIG. E.2 – *Distributions des erreurs relatives sur les taux de bursts.*

E.2 Corrélation

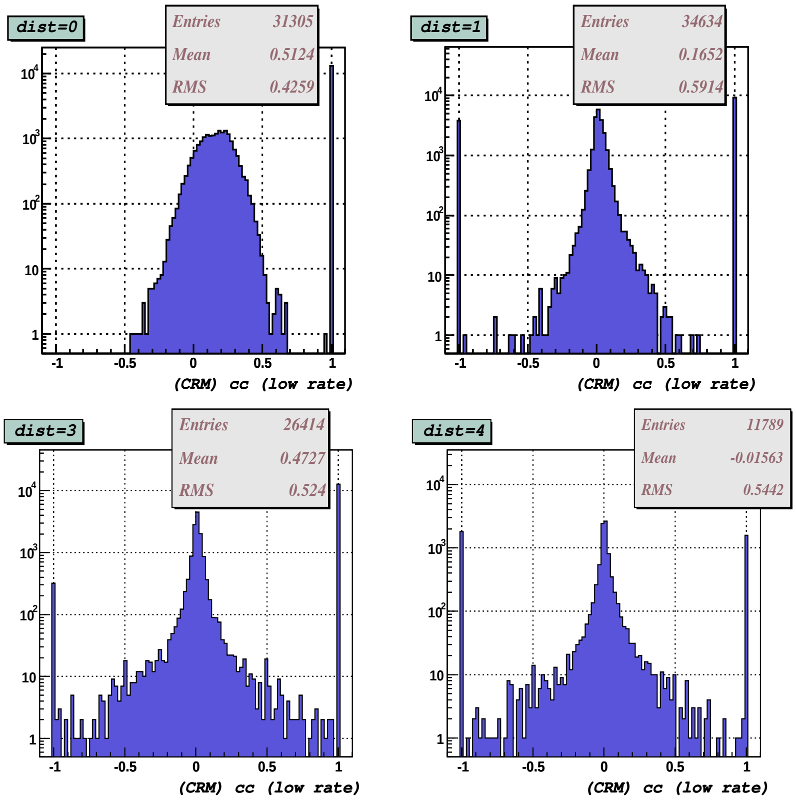


FIG. E.3 – *Distribution des coefficients de corrélation calculés pour chaque couple d'ARS, pour les faibles taux de comptage. La coupure* $|cc| < 0{,}99$ *n'est pas appliquée. (Données CRM.)*

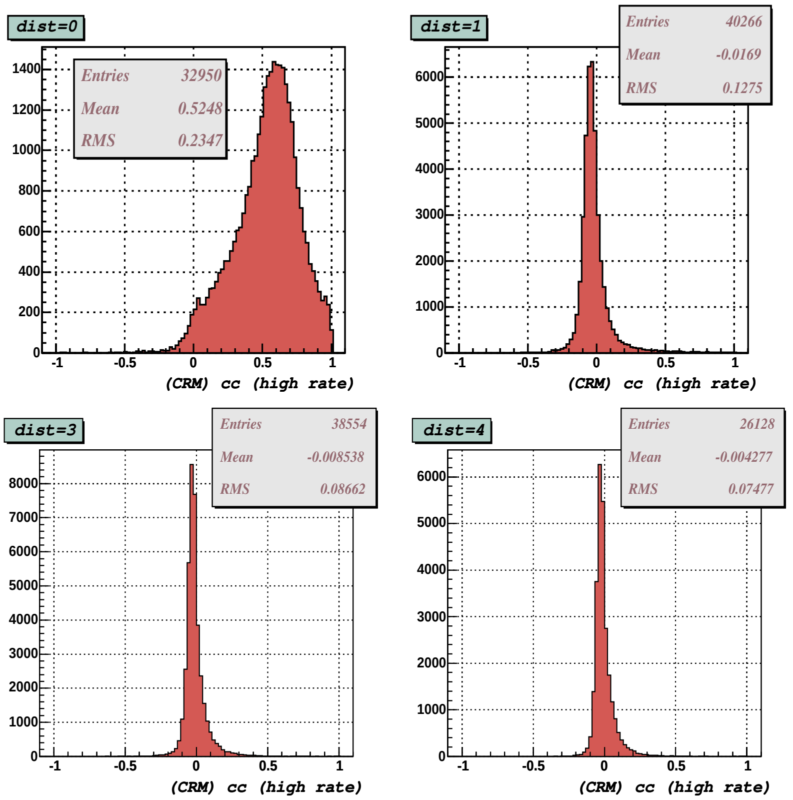


FIG. E.4 – *Distribution des coefficients de corrélation calculés pour chaque couple d'ARS, pour les forts taux de comptage. La coupure* $|cc| < 0{,}99$ *n'est pas appliquée. (Données CRM.)*

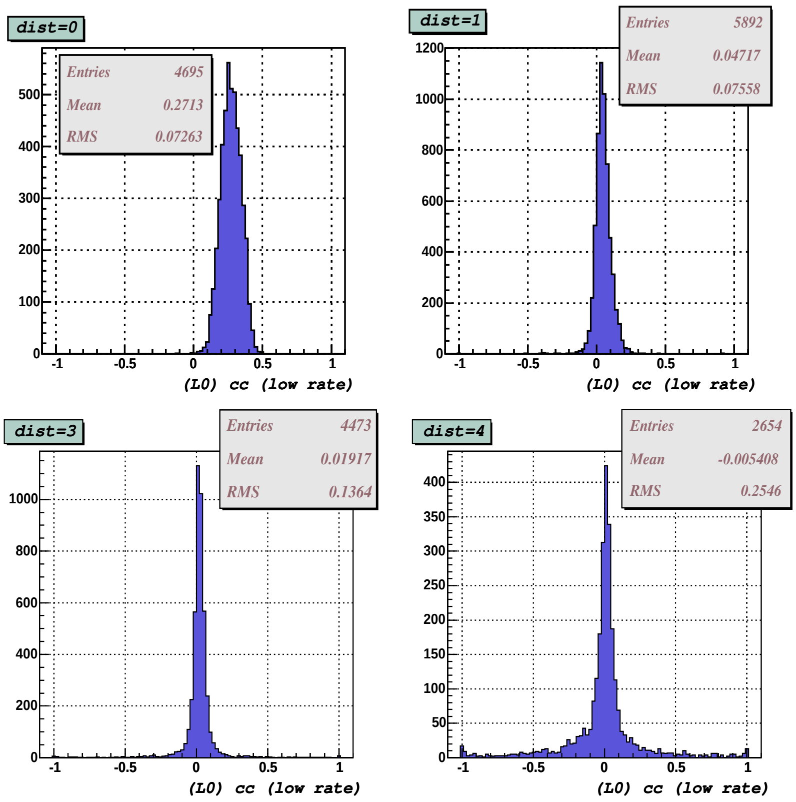


FIG. E.5 – *Distribution des coefficients de corrélation calculés pour chaque couple d'ARS, pour les faibles taux de comptage. La coupure* $|cc| < 0{,}99$ *n'est pas appliquée. (Données L0.)*

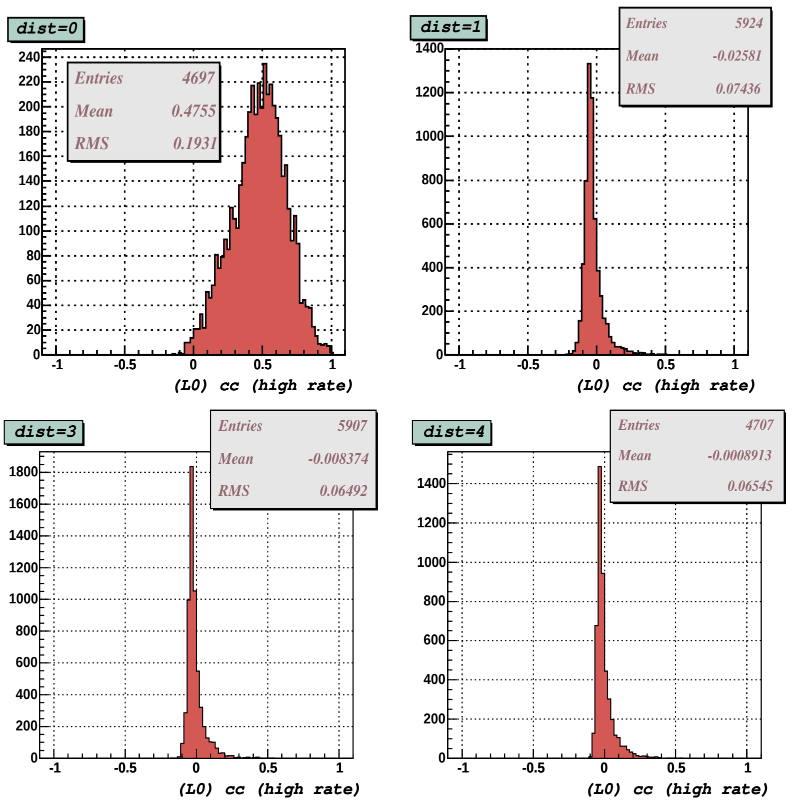


FIG. E.6 – *Distribution des coefficients de corrélation calculés pour chaque couple d'ARS, pour les forts taux de comptage. La coupure* $|cc| < 0{,}99$ *n'est pas appliquée. (Données L0.)*

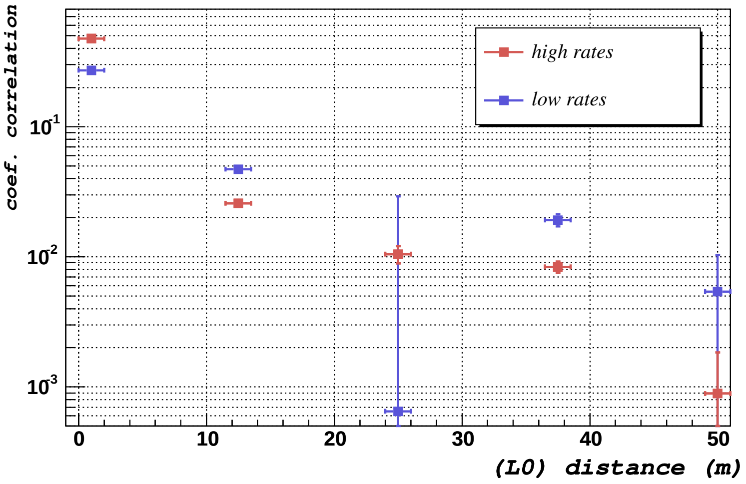


FIG. E.7 – *Coefficients de corrélation en fonction la distance, pour les forts et faibles taux de comptage des événements L0.*

E.3 Périodicité

E.3.1 Echantillonnage sur 1 heure

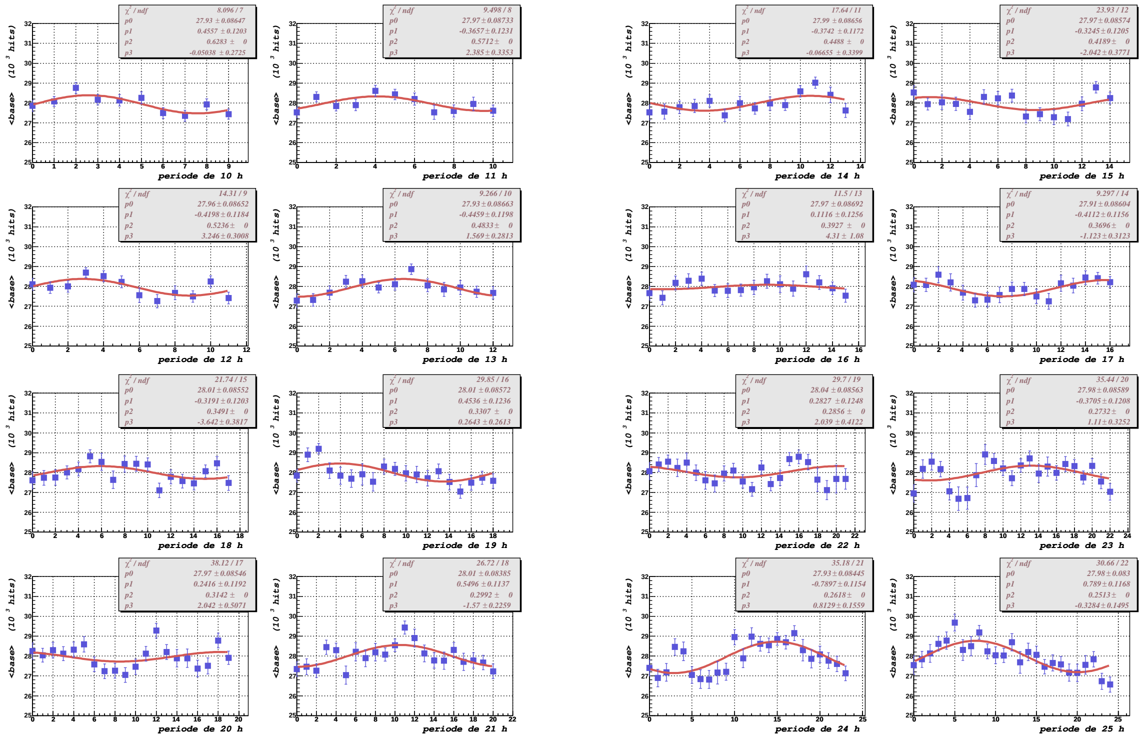


FIG. E.8 – *Lignes de base pour des lignes de base < 50 kHz et > 30 kHz.*

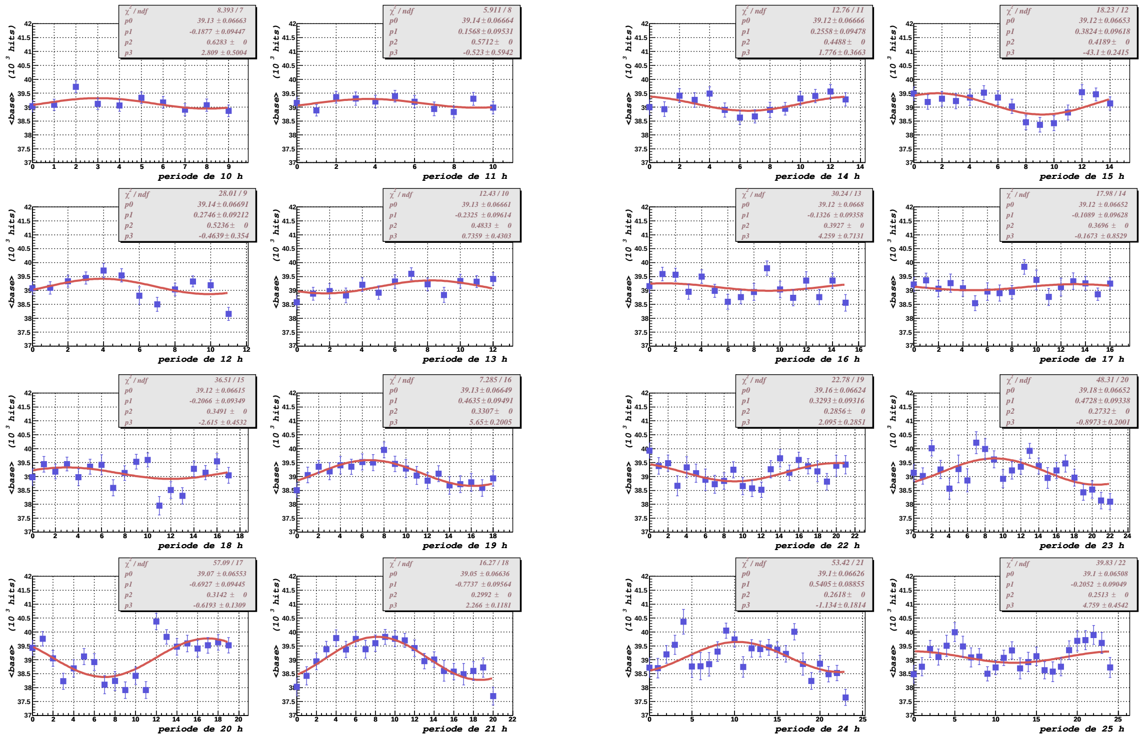


FIG. E.9 – *Lignes de base pour des lignes de base < 70 kHz et > 50 kHz.*

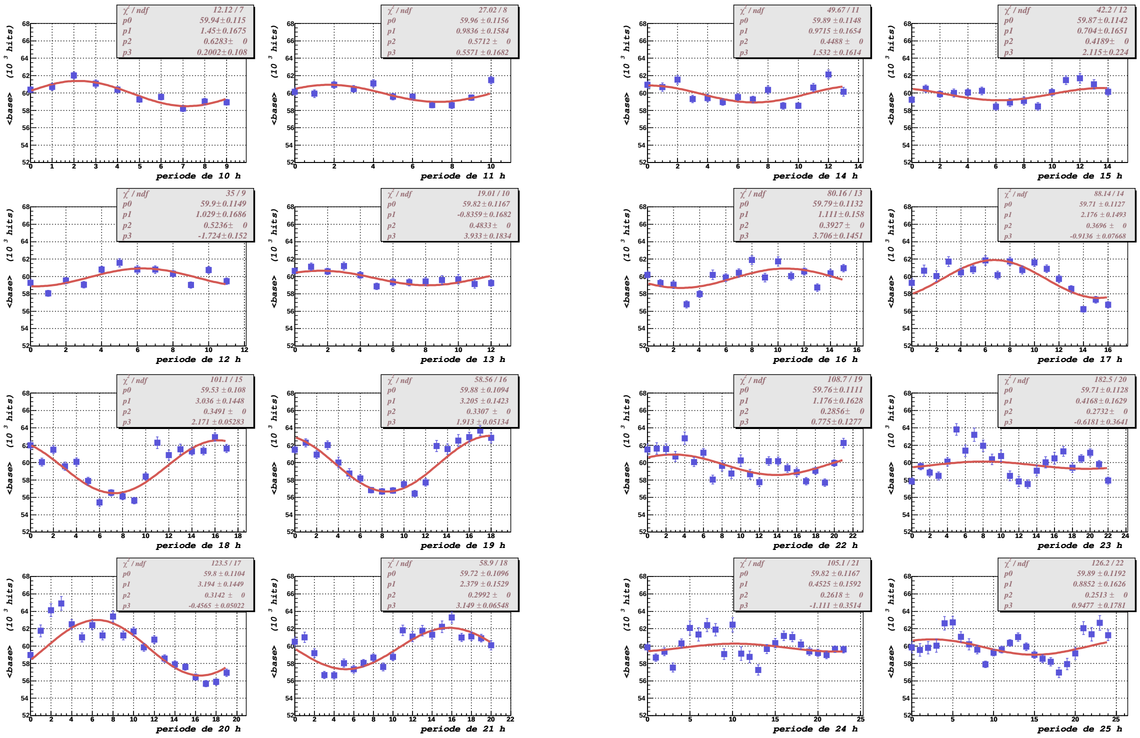


FIG. E.10 – *Lignes de base pour des lignes de base < 150 kHz et > 70 kHz.*

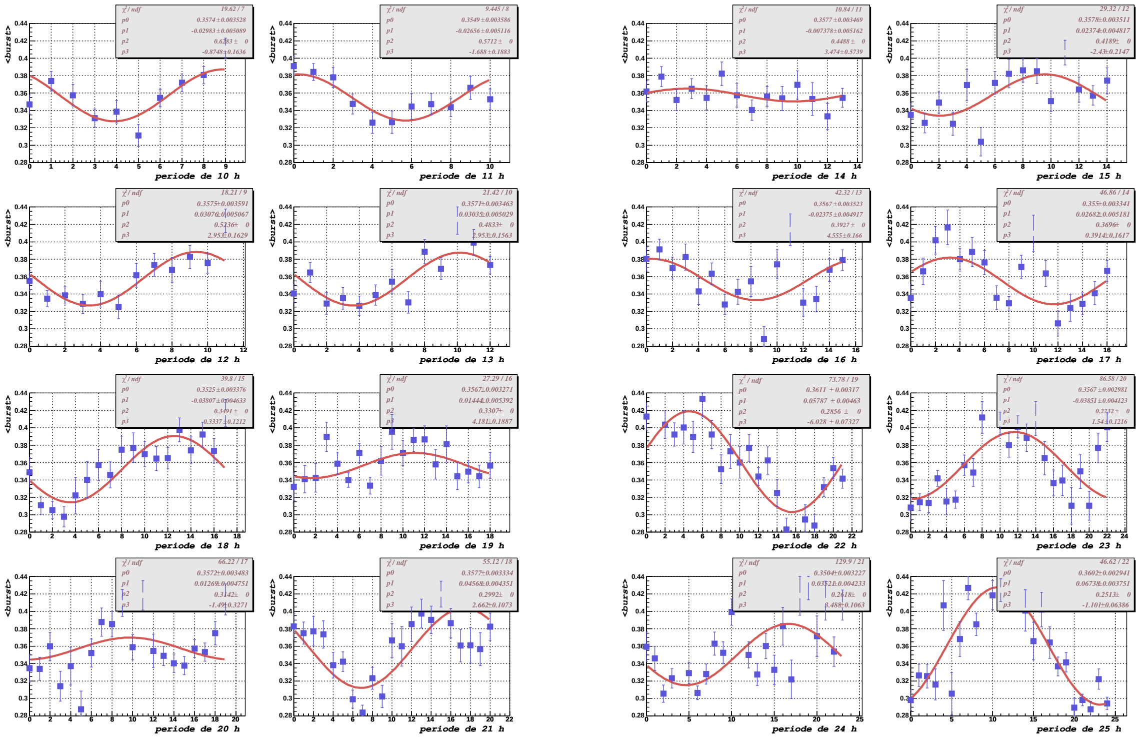


FIG. E.11 – *Taux de bursts pour des lignes de base < 50 kHz et > 30 kHz.*

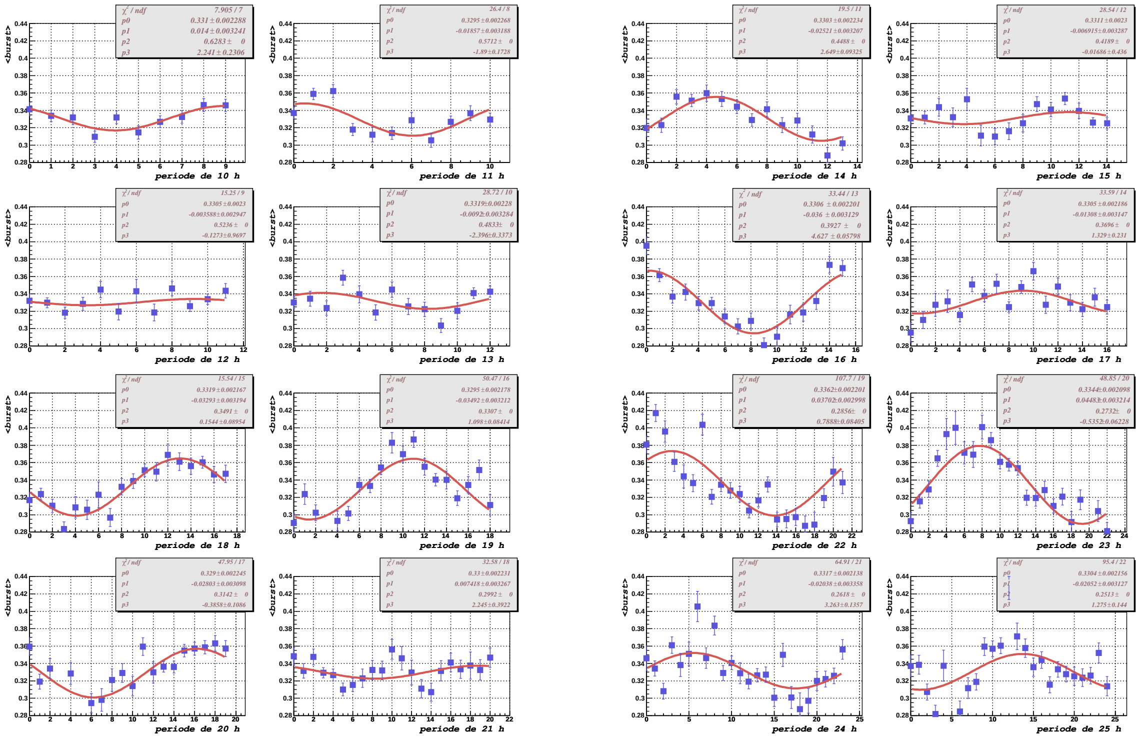


FIG. E.12 – *Taux de burst pour des lignes de base < 70 kHz et > 50 kHz.*

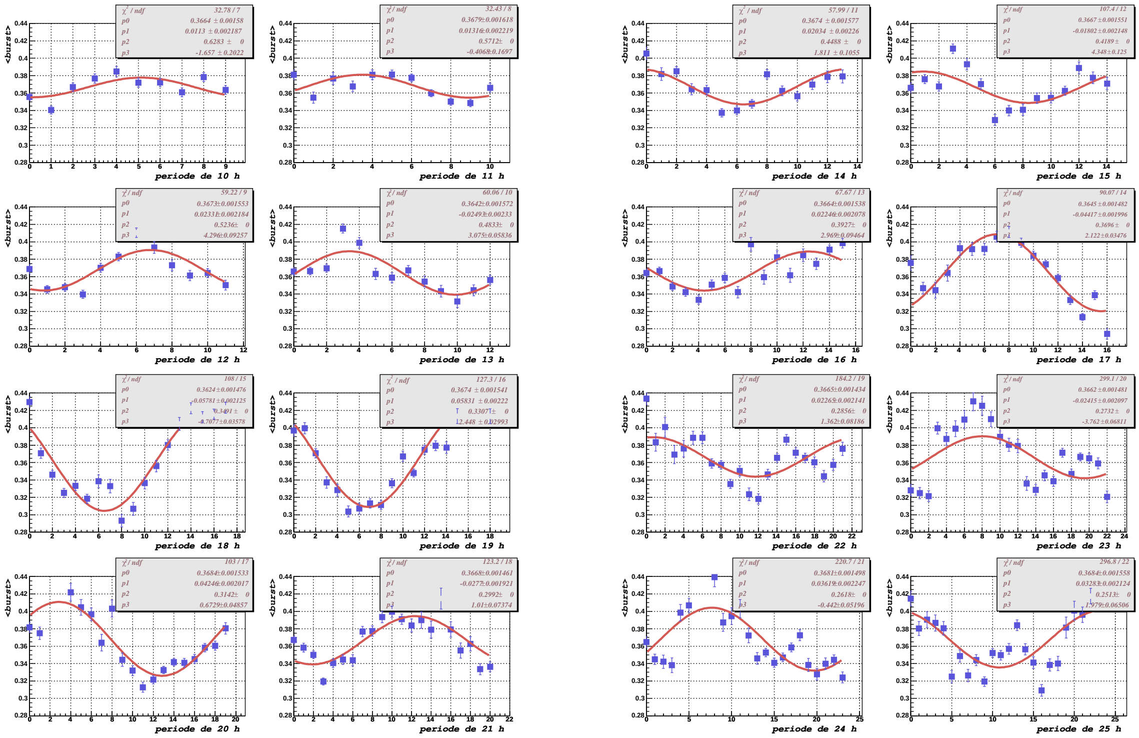


FIG. E.13 – *Taux de burst pour des lignes de base < 150 kHz et > 70 kHz.*

E.3.2 Echantillonnage sur 20 min

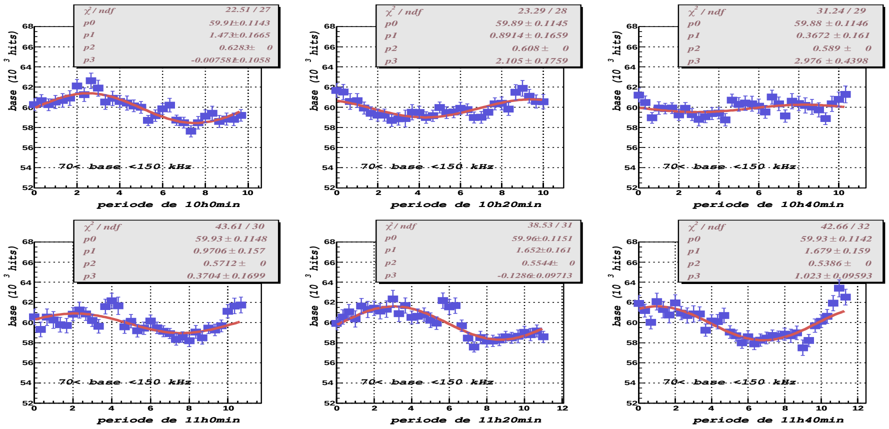


FIG. E.14 – *Lignes de base repliées sur 10 h à 11h40.* ($70 <$ *base* < 150 *kHz).*

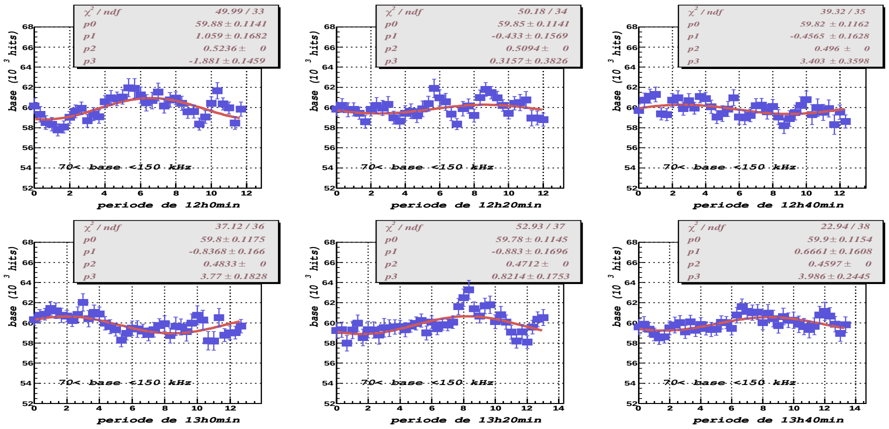


FIG. E.15 – *Lignes de base repliées sur 12 h à 13h40.* ($70 <$ *base* < 150 *kHz).*

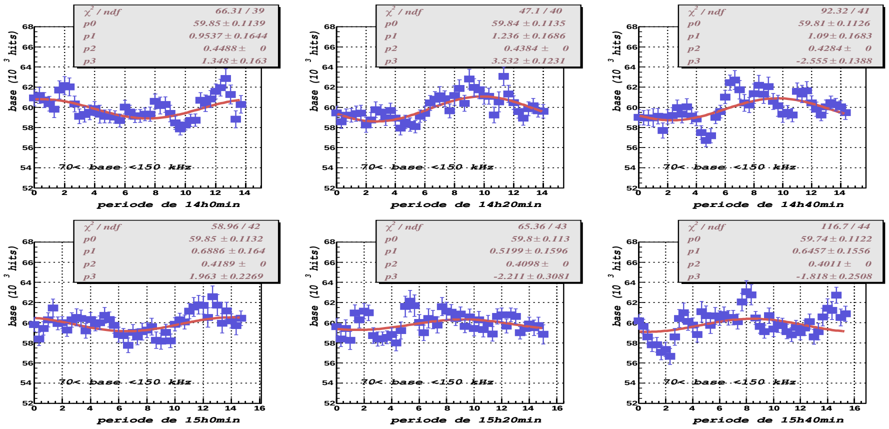


FIG. E.16 – *Lignes de base repliées sur 14 h à 15h40.* ($70 <$ *base* < 150 *kHz).*

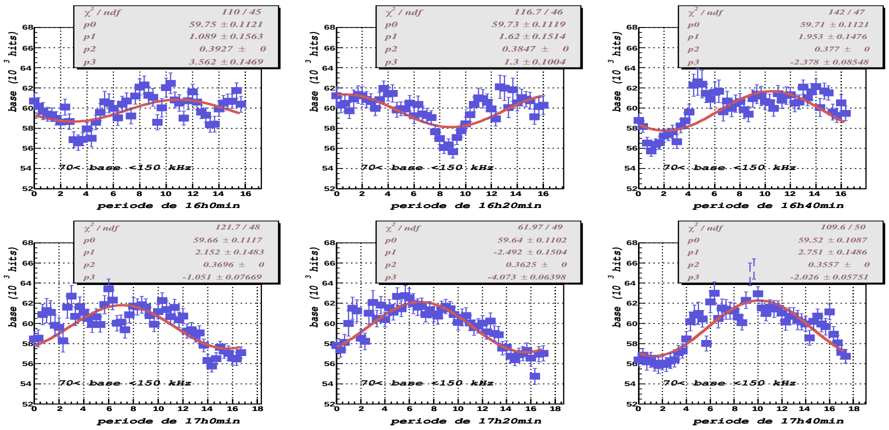


FIG. E.17 – *Lignes de base repliées sur 16 h à 17h40.* (70 < *base* < 150 *kHz*).

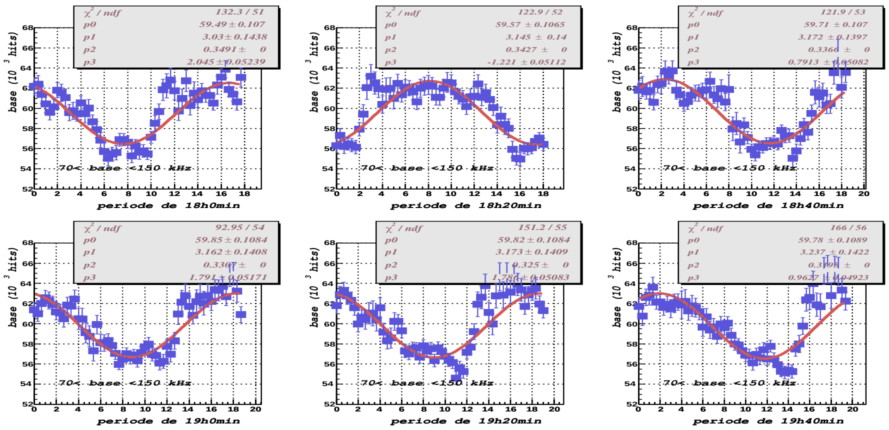


FIG. E.18 – *Lignes de base repliées sur 18 h à 19h40.* (70 < *base* < 150 *kHz*).

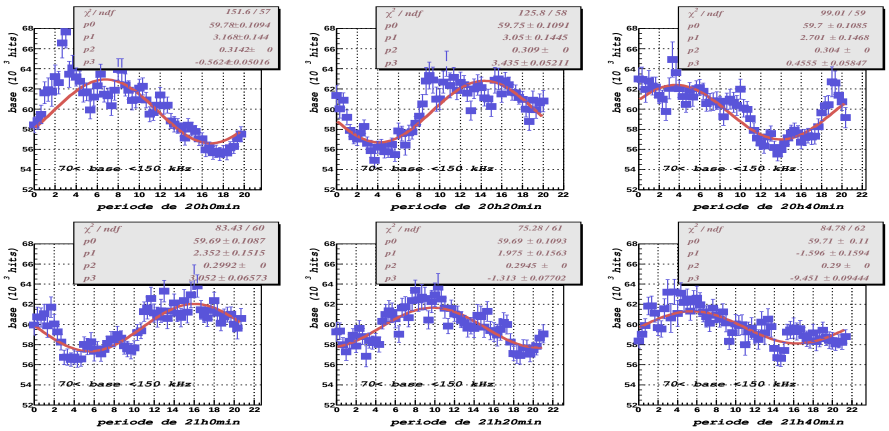


FIG. E.19 – *Lignes de base repliées sur 20 h à 21h40.* (70 < *base* < 150 *kHz*).

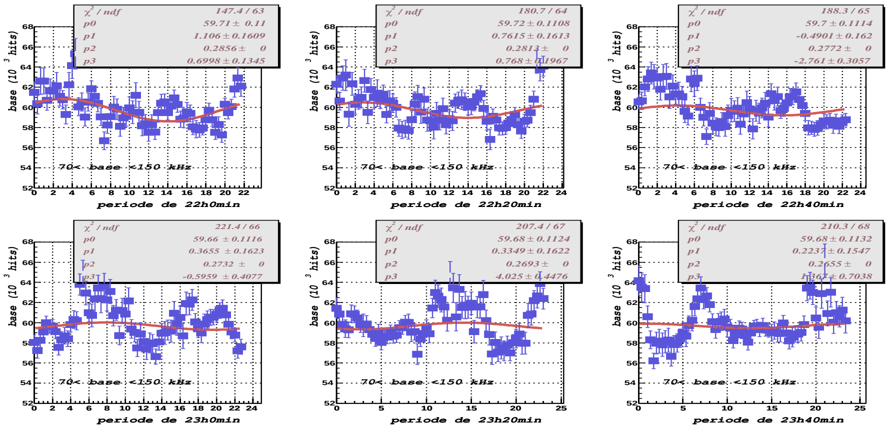


FIG. E.20 – *Lignes de base repliées sur 22 h à 23h40. (70 < base < 150 kHz).*

Bibliographie

[1] G. Kanbach, et al., Space Sci. Rev. 49, 69, (1988)

[2] R.C. Hartmann, et al., APJS **123**, 79, (1999)

[3] http://cossc.gsfc.nasa.gov/egret/

[4] http://cossc.gsfc.nasa.gov/cgro/

[5] A.M. Hillas, et al., ApJ **503**, 744, (1998)

[6] V. Hess, Phys. Zeitschr. XIII, 1084, (1912)

[7] P. Auger, Rev. Mod. Phys. **11**, 288, (1938)

[8] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics, Volume2: Stars, the Galaxy and the interstellar medium* , Eds Cambridge University Press, (2002)

[9] P. Bhattacharjee, G. Sigl, astro-ph/9811011

[10] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748, (1966)*

[11] G. Zatsepin, V. Kuz'min, JETP Lett. **4**, 78, (1966)*

[12] C.L. Cowen, et al., Science **124**, 103, (1956)*

[13] G. Danby, et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 36, (1962)

[14] M.L. Perl, et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1489, (1975)*

[15] The DONuT Collaboration, Phys, Lett. **B 504**, 218, (2001)*

[16] S. Eidelman et al., Phys. Lett. B **592**, 1, (2004)

[17] R. Arnold et al., Nucl. Phys. **A 636**, 209, (1998)

[18] J.N. Bahcall, Nucl. Phys. **B 118**, 77, (2002)
astro-ph/020980

[19] J. N. Bahcall, C. Peña-Garay, New Journal of Phys. **6**, 63, (2004)
hep-ph/0404061

[20] C.B. Bratton et al., Phys. Rev. **D 37**, 3361, (1988)

[21] K. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 1490, (1987)

[22] E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko, I. V. Krivosheina, JETP Lett. 45, 589, (1987)

[23] Y. Fukada et al., Phys. Rev. lett. **81**, 1562, (1998)

[24] D. Bailey, *Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter.*, Thèse de Doctorat de l'Université d'Oxford (Wilson College), (2002)

[25] D. Stubert, *Contribution à l'expérience ANTARES: évaluation de site et étude de la sensibilité à la détection de neutralinos.*, Thèse de Doctorat de l'Université de Lyon I, (2002)

[26] F. Montanet, ANTARES internal note, ANTARES/Phys1999-018, (1999) <=

[27] G. Ingelman, M. Thunman, Phys. Rev. **D 54**, 4385, (1999) <=

[28] S. Yoshida et al., Astrophys. J. **479**, 547, (1997) <=

[29] L.V. Volkova, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 784, (1980) <=

[30] http://www.astr.ua.edu/keel/agn/mkn421.html

[31] I.F. Mirabel, L.F. Rodriguez, Nature **392**, 673, (1998)*

[32] A. Levinson, E. Waxman, Phys. Rev. Lett. **87**, 171101 (2001)

[33] C. Distefano et al., Proceedings of the 4^{th} Microquasar Workshop. Cargese, Corsika. eds. Ph Durouchoux, Y. Fuchs and J. Rodriguez, published by the Center for Space Physics: Kolkata, (2002) (astro-ph/020220)

[34] D. F. Torres, Proceedings of the 5^{th} Microquasar Workshop. Beijing, China. To be published in the Chinese Journal of Astronomy & Astroph. (astro-ph/0407494)

[35] M.A. Markov, Proceedings of the 1960 Annual Conference on High Energy Physics, Rochester, eds E.C.G. Sudarshan, J.H. Tinlot, A.C. Melissinos, (1960)

[36] Y. Becherini, G. Ramadori, M. Spurio, ANTARES internal note, ANTARES/Phys2002-02, (2002)

[37] T. Montaruli, I. Sokalski, ANTARES internal note, ANTARES/Phys2003-003, (2003)
T. Montaruli, I. Sokalski, ANTARES internal note, ANTARES/Phys2002-014, (2002)

[38] F. Bernard, *Caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour la détection de cascades contenues dans le cadre du projet ANTARES.*, Thèse de Doctorat de l'Université de Aix-Marseille II, (2000)

[39] R. Gandhi et al., Astropart.Phys. **5**, 81, (1996)

[40] C. Carloganu, ANTARES internal note, ANTARES/Phys1998-013, (1998)

[41]

[42] C. Carloganu, *Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques.*, Thèse de Doctorat de l'Université de Aix-Marseille II, (1999)

[43] S. Ferry et al., ANTARES internal note, ANTARES/Phys2001-014, (2001)

[44] A. Romeyer, *Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie.*, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VII, (2003)

[45] DUMAND Collaboration, Phys. Rev. **D42**, 3613, (1990)

[46] I. Sokalski, Proceeding of the International Workshop of the XXXIInd Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, (1997)

[47] C. Wiebusch et al., Mod. Phys. Lett. **A17**, 2019, (2002)

[48] The Icecube Collaboration, Proceeding of the 7th International Symposium on Particles, Strings, and Cosmology, Granlibakken, California, eds K. Cheung, J.F. Gunion, S. Mrenna, World Scientific, Singapore, (2000)

[49] S. Tsamarias, Status Report, at the HENA Workshop, Collège de France, Paris, France (2003)

[50] E. Migneco, Proceeding of the VLnT Workshop, Amsterdam, Pays-Bas, (2003)

[51] The ANTARES Collaboration, (proposal), astro-ph/9907432, (1999)

[52] P. Amram et al., Nucl. Instr. and Methods **A484**, 369, (2001)

[53] J.D. Zornoza, J. Zuniga, S. Navas, ANTARES internal note, ANTARES-Cali/2000-009, (2000)

[54] H. Lafoux, P. Vernin, ANTARES internal note, ANTARES-Opmo/2000-010, (2000)

[55] J.S. Ricol, *Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos ANTARES et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs.*, Thèse de Doctorat de l'Université de Aix-Marseille II, (2002)

[56] E. Delagnes, F. Druillole, T. Chaleille, S. Loucatos, ANTARES internal note, ANTARES-Elec/2004-002, (2004)

[57] D. Lachartre, ANTARES internal note, ANTARES-Elec/2000-6, (2000)

[58] N. Palanque-Delabrouille, ANTARES internal note, ANTARES-Site/2001-002, (2001)

[59] P. Amram et al., Astropart. Phys. **19**, 253, (2003)

[60] The ANTARES Collaboration, ANTARES internal note, ANTARES-Prot/2000-001, (2000)

[61] M. Bouwhuis, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2002-011, (2002)

[62] S. Ferry et al., ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2002-009, (2002)

[63] S. Singer, Proceedings of the IEEE, Dec 1965, 1921-1948 (1965)

[64] R.W. Klebesadel, I.B. Strong, R.A. Olson, ApJ **182**, L85 (1973)

[65] B. Paczynski, P.A.S.P **107**, 1167, (1995)

[66] D.Q. Lamb, P.A.S.P **107**, 1152, (1995)

[67] T. Piran, Phys. Rep. **314**, 575, (1999)

[68] C. Guidorzi, *Cosmic Gamma-Ray Bursts and Other Fast Transients detected with the BeppoSAX Gamma-Ray Burst Monitor*, Thèse de Doctorat de l'Université de Ferrera, (2001)

[69] J.T. Bonnell (NASA/GSFC)
http://cossc.gsfc.nasa.gov/images/epo/gallery/grbs/

[70] F. Ryde, R. Stevensson, astro-ph/0110196, (2001)

[71] S.A. Colgate,Canadian J. Phys. **46**, S476, (1968) *
S.A. Colgate, ApJ, **187**, 333, (1974) *

[72] http://www.prl.ernet.in/ baliyan/grb.html

[73] W. Coburn, S.E. Boggs, Nature **423**, 415-417, (2003)

[74] R.E. Rutledge, D.B. Fox, astro-ph/0310385, (2004)

[75] D. L. Band, et al., ApJ **413**, 281, (1993) *

[76] R.D. Preece et al., astro-ph/9808184, (1998)

[77] M. S. Briggs, et al., astro-ph/9903247 (1999)

[78] E. Costa et al., Nature, **387**, 783, (1997)

[79] D.A. Fail, et al., astro-ph/9709199, (1997)

[80] C. Kouveliotou, Proceeding de Conférence AIP. **265**, 13, (1992) *

[81] M. S. Briggs, et al., ApJ **459**, 40-63, (1996)

[82] S. E. Woosley, ApJ, **405**, 273, (1993)

[83] S. G. Djorgovski et al., Proceeding du XI Marcel Grossmann Meeting, World Scientific (2001)
astro-ph/0106574

[84] B. Paczynski, ApJ **494**, L45, (1998) *

[85] M. Vietri, L. Stella, ApJ **507**, L45, (1998)*

[86] D. Eichler, et al., Nature **340**, 126, (1989) *

[87] K. Belczynski, et al., T. Bulik, B. Rudak, astro-ph/0112122, (2001)

[88] R. D. Blandford, R. L. Znajek, MNRAS **179**, 433, (1977) *

[89] M.J. Rees, P. Meszaros, MNRAS **258**, 41, (1992) *

[90] N.J. Shaviv, A. Dar, MNRAS **277**, 287, (1995) *

[91] R. Sari, T. Piran, ApJ **485**, 270, (1997) *

[92] C.D. Dermer, K.E. Mitman, ApJ **513**, L5, (1999) *

[93] P. Kumar, ApJ **523**, L113, (1999) *

[94] E. Waxman, astro-ph/0009152, (2000)

[95] E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. Lett. **78**, 2292, (1997)

[96] A. Kouchner, *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.* Thèse de Doctorat de l'Université Paris 7, (2001)

[97] F. Heinz, *Beams, Bursts, Bubbles, and Bullets: Relativistic Outflows in Astrophysics*, Thèse de Doctorat de l'Université du Colorado, (1997)

[98] A. Dar, A. De Rùjula, astro-ph/0012227, (2000)

[99] A. Dar, A. DeRújula, astro-ph/0008474, (2000)

[100] A. Dar, A. De Rùjula, astro-ph/0105094, (2001)

[101] S. Dado,A. Dar, A. DeRújula, A&A **388**, 1079, (2002)

[102] A. Dar, astro-ph/0301389, (2003)

[103] De Rújula, A., Proceedings of the 4^{th} Microquasar Workshop. Cargese, Corsika. eds. Ph Durouchoux, Y. Fuchs and J. Rodriguez, published by the Center for Space Physics: Kolkata, (2002)

[104] J.R. Hubbard, S. Ferry, Proceedings of the 4^{th} Microquasar Workshop. Cargese, Corsika. eds. Ph Durouchoux, Y. Fuchs and J. Rodriguez, published by the Center for Space Physics: Kolkata, (2002)

[105] A. Dar, A. De Rújula astro-ph/0308248, (2003)

[106] N.J. Shaviv, A. Dar, ApJ **447**, 863, (1995)

[107] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, Particle Astropysics, eds IoP, (2000)

[108] J.L. Bailly et al., Z. Phys. **C35**, 341, (1987)

[109] G. Giacomelli, Int. J. Mod. Phys. **A5**, 223, (1990) *

[110] L.F. Rodriguez et I.F. Mirabel, ApJ. **511**, 398, (1999)

[111] L. Kedziora-Chudczer et al., Advances in Space Research **26**, 727, (2000) *

[112] I.F. Mirabel, L.F. Rodriguez, astro-ph/9902062, (1999)

[113] B.A. Magon, ARA&A **22**, 507, (1984)
S. Chakrabarti et al., astro-ph/0402560, (2004)

[114] Y. Fuchs, L. Koch-Miramond, P. Ábrahám, Proceedings of the 4^{th} Microquasar Workshop. Cargese, Corsika. eds. Ph Durouchoux, Y. Fuchs and J. Rodriguez, published by the Center for Space Physics: Kolkata, (2002)

[115] M. Namiki, N. Kawai, T. Kotani, Proceedings of the 4^{th} Microquasar Workshop. Cargese, Corsika. eds. Ph Durouchoux, Y. Fuchs and J. Rodriguez, published by the Center for Space Physics: Kolkata, (2002)

[116] T. Nakamura et al., astro-ph/0007010, (2000)

[117] L. Bergström, A. Goobar, *Cosmology and Particle Astrophysics*, eds Wiley-Praxis, (1999)

[118] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res., NIM **A** 506, 250, (2003)

[119] T. Sjöstrand et al., Computer Phys. Commun. 135, 238 (2001)

[120] J. Bystricky, *Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series Group I : Nuclear and Particle Physics (Vol. 9), Elastic and Charge Exchange Scattering of Elementary Particles (Suppl. Vol. I/7), Extension to High Energies (a) : Nucleon Nucleon and Kaon Nucleon Scattering*, published by Springer-Verlag, (1980)

[121] M. Breakstone, Phys. Rev. **D30**, 528, (1984)

[122] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, S. Basu, ApJ **555**, 990, (2001) astro-ph/0010346

[123] M. Bouwhuis, Proceeding of the 28th International Cosmic Ray Conference, 31 juillet, 7 août 2003, eds Universal Academy Press Inc, (2003)

[124] G. Barr, T.K. Gaisser, T. Stanev, Phys. Rev. **D 39**, 3532, (1989)

[125] V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. **D** 53, 1314, (1996)

[126] D. Bailey, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2000-005, (2000)

[127] D. Bailey, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2000-006, (2000)

[128] D. Bailey, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2002-004, (2002)

[129] C. Forti et al., Phys Rev **D42**, 3668, (1990)
E. Scapparone, astro-ph/9902043, (1999)

[130] A. Margiotta, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2004-002, (2004)

[131] A. Heijboer, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2002-002, (2002)

[132] P. Niessen et al., astro-ph/0306209, (2003)

[133] K. Kuehn, Présentation à TAUP2003, 8th International Workshop on topics in astroparticle and underground physics, 5-9 septembre 2003, Université de Washington, Seattle, Washington, (2003)
http:/ amanda.uci.edu/KylerTAUP2003.ppt

[134] C. Spiering et al., astro-ph/0404096, (2004)

[135] N. Palanque-Delabrouille, ANTARES internal note, ANTARES-Site/1998-002, (1998)

[136] N. Palanque-Delabrouille, ANTARES internal note, ANTARES-Site/2000-003, (2000)

[137] F. Devillez et al., ANTARES internal note, ANTARES-Site/2001-001, (2001)

[138] D. Stubert et al., ANTARES internal note, ANTARES-Opmo/2000-002, (2000)

[139] P. Amram et al., Astroparticle Physics **13**, 127, (2000)

[140] C. Bonilla, B. Gonzalez, Rapport de Projet informatique de DEA (ULP/IReS), "Recherche de signaux périodiques dans les données de bioluminescence de l'expérience ANTARES", (2001)

[141] R. Brun, F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. **A 389**, 81, (1997)

[142] Physics Analysis Workstation, voir http:/ / wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw

[143] A. Heijboer, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2002-019, (2002)

[144] Y. Benhammou, S. Ferry, J.M. Gallone, A. LeVanSuu, N. Girard, ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2002-001, (2002)

[145] A.S. Cussatlegras, Thèse de Doctorat à l'université de Bretagne Occidentale, *Dynamique spatio-temporelle de la bioluminescence marine en mer d'Alboran et sur le Plateau Continental Atlantique Français*, (2001)

[146] J.J. Aubert, communication privée.

[147] T. Pradier, ANTARES internal note, en cours.

[148] Numerical Recipes

[149] J.P. Schuller, Présentation de meeting de collaboration, CERN, (2003).

[150] S.H.D. Haddock, C.M. McDougall, J.F. Case, «The Bioluminescence Web Page » http://lifesci.ucsb.edu/ biolum/

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.

Résumé :

ANTARES est un projet de télescope à neutrinos qui sera placé au large de Toulon, à 2500 m de profondeur. L'interaction d'un neutrino avec la matière produit un muon dont la lumière Cerenkov, émise lors de sa propagation, est détectée par 900 photomultiplicateurs répartis sur 12 lignes.
Les sursauts gamma (GRB) sont des phénomènes cosmiques violents, observés une fois par jour. Dans le modèle du *Boulet de Canon* le sursaut est produit par l'interaction d'un jet, composé de boulet de canon (CB), avec le reste d'une supernova (SNR). Des chocs se propagent vers l'avant (dans le SNR) et vers l'arrière (dans le CB), aux abords desquels, les neutrinos sont produits.
Une estimation de la production de neutrinos est donnée et, est étudiée sur un large espace des paramètres. Pour un GRB typique, entre 0,002 et 0,3 ν_μ cm^{-2} sont produits. Selon les angles de vue, ANTARES pourra détecter entre 1 et 10 ν_μ par an, en corrélation avec les GRB.
Le bruit de fond optique ambiant a été enregistré par le prototype d'une ligne d'ANTARES. L'analyse porte sur l'influence du bruit de fond sur le détecteur ainsi que sur l'activité des organismes qui en sont responsables. Par exemple il apparaît une périodicité entre 17,6 et 20,4 h compatible avec celle des mouvements des masses liquides imposés par la force de Coriolis à la latitude d'ANTARES.

Mot-clés : ANTARES, *Neutrinos, Sursauts gamma, Jets, Boulet de canon, Chocs. Bioluminescence, Coriolis, Milieux marins de grande profondeur.*

Study of neutrino production in the Cannonball Model of Gamma Ray Bursts. Possibility of observation of these neutrinos with the ANTARES neutrinos telescope, and study of the optical background recorded with the prototype Sector line.

Abstract :

ANTARES is a futur neutrino telescope which will be build at 40 km off the french coast (Toulon), at a 2500 m depth. The interaction of a neutrino with matter produces a muon which emits Cerenkov light while propagating in water. This light is detected with 900 PMTs distributed over 12 lines.

Gamma ray bursts (GRB) are violent cosmological phenomenon observed once per day. In the *Cannonball Model*, bursts are produced by the interaction of a jet made of cannonballs (CB) with a supernova remnant (SNR). Forward shocks propagate in the SNR, reverse ones in the CB and neutrinos are produced at the shock fronts.

An estimation of the neutrino production is given and is studied over a large parameter range. For a typical GRB, 0.002 to 0.3 ν_μ cm^{-2} can be produced. Depending on the viewing angle, ANTARES could detect 1 to 10 ν_μ per year in correlation with GRBs.

The ambiant optical background has been recorded by the ANTARES prototype sector line. The analysis is about the background influence on the detector performance and about the organisms activity which produces it. For example, it appears a 17.6 to 20.4 h periodicity which is compatible with the liquid masses movement imposed by the Coriolis force at the ANTARES latitude.

Key-words : ANTARES, *Neutrinos, Gamma ray bursts, Jets, Cannonball, Shocks. Bioluminescence, Coriolis, Deep sea environment.*