Caractérisation de signaux transitoires radio à l'observatoire Pierre Auger

Jennifer Maller

▶ **To cite this version:**

Jennifer Maller. Caractérisation de signaux transitoires radio à l'observatoire Pierre Auger. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Ecole des Mines de Nantes, 2014. Français. NNT : 2014EMNA0186 . tel-01127414

HAL Id: tel-01127414
https://theses.hal.science/tel-01127414

Submitted on 7 Mar 2015

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

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

l'université nantes angers le mans
PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

MINES Nantes

Thèse de Doctorat

Jennifer Maller

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Nantes
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : *Molécules, Matière et Matériaux en Pays de la Loire*

Discipline : *Constituants élémentaires et physique théorique*
Spécialité : *Astroparticules*
Unité de recherche : *Subatech (UMR 6457)*

Soutenue le *13/10/2014*
Thèse N° : *2014EMNA0186*

Caractérisation de signaux transitoires radio à l'Observatoire Pierre Auger

JURY

Rapporteurs :	**Mme Isabelle LHENRY-YVON,** Directrice de recherche au CNRS, IPN Orsay **M. Pascal VINCENT,** Professeur des universités, LPNHE, Université Pierre et Marie Curie, Paris
Examinateurs :	**M. Éric HUMLER,** Professeur des Grandes Écoles, École des Mines Nantes **M. Julian RAUTENBERG,** Senior Scientist, Bergische Universität, Wuppertal
Directeur de Thèse :	**M. Benoît REVENU**, Chargé de recherche au CNRS, Subatech, Nantes

Table des matières

Introduction générale **1**

1 Contexte scientifique **5**
Quelques éléments d'histoire . . . 5
1.1 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE) . . . 6
1.1.1 Les observations . . . 6
1.1.2 Les interprétations . . . 15
1.2 Physique des gerbes atmosphériques : géométrie et techniques de détection usuelles . . . 20
1.2.1 Géométrie de la gerbe . . . 20
1.2.2 Les particules au sol . . . 24
1.2.3 La lumière de fluorescence . . . 25
1.3 Physique des gerbes atmosphériques : le signal radio . . . 25
1.3.1 Le signal radio dans le domaine du MHz . . . 25
1.3.2 Le signal radio dans le domaine du GHz . . . 34
1.4 Détection des RCUHE . . . 35
1.4.1 L'observatoire Pierre Auger . . . 35
1.4.2 D'autres observatoires . . . 41
Conclusion . . . 43

2 Radio détection dans le MHz à l'observatoire Pierre Auger **45**
2.1 RAuger . . . 46
2.1.1 RAuger-I . . . 46
2.1.2 RAuger-II . . . 51
2.2 MAXIMA - Multi Antenna eXperiment in Malargüe Argentina . . . 53
2.3 AERA - The Auger Engineering Radio Array . . . 55
2.3.1 Environnement radio sur le site d'AERA . . . 57
2.3.2 Les antennes et leur LNA : Butterfly, LPDA et SALLA . . . 58
2.3.3 Électronique de traitement et d'acquisition du signal . . . 67
2.3.4 Systèmes de communication . . . 68
2.3.5 Système de déclenchement des stations . . . 68
2.3.6 Développement de nouveaux instruments . . . 71
2.4 AERA - Monitoring . . . 71
2.5 AERA - Reconstruction et sélection officielle des données . . . 77
2.6 AERA - Principaux résultats . . . 78
2.6.1 Étude de la polarisation du champ électrique induit par les gerbes . . . 78

2.6.2 Énergie . . . 89
Conclusion . . . 89

3 Suppression du bruit de fond dans les données RAuger 91
3.1 Établissement d'une méthode de réjection dans le domaine fréquentiel . . . 92
3.2 Établissement d'une méthode de réjection dans le domaine temporel . . . 97
3.2.1 Choix des paramètres de calcul du temps de montée . . . 100
3.2.2 Résultats . . . 104
3.3 Méthode du temps de montée sur les données CODALEMA . . . 107
Conclusion . . . 109

4 Sélection des coïncidences entre AERA et le SD 113
4.1 Méthode . . . 115
4.2 Coïncidences en déclenchement externe . . . 117
4.2.1 Étude du temps de montée du pulse principal . . . 118
4.2.2 Candidats gerbe en déclenchement externe . . . 122
4.2.3 Discussion autour de la stratégie de filtrage . . . 125
4.2.4 Exemple d'un évènement de forte multiplicité . . . 127
4.3 Coïncidences en déclenchement autonome . . . 129
4.4 Coïncidences sélectionnées pour AERA-I . . . 131
4.4.1 Résultats pour les évènements en déclenchement externe . . . 131
4.4.2 Étude de la dépendance du temps de montée avec d'autres paramètres de la gerbe 134
4.4.3 Résultats pour les évènements en déclenchement autonome . . . 136
4.5 Comparaison avec deux autres méthodes de sélection de coïncidences . . . 138
4.6 Coïncidences sélectionnées pour AERA-II . . . 144
4.6.1 Étude du run test 100808 . . . 144
4.6.2 Résultats pour 5 mois de prise de données . . . 148
Conclusion . . . 151

5 Corrélation FD-RD 153
5.1 Un modèle simple . . . 155
5.1.1 Exploitation de la géométrie de la gerbe . . . 155
5.1.2 Exploitation du modèle . . . 158
5.2 Test du modèle sur une simulation SELFAS . . . 162
5.3 Application du modèle sur un évènement test . . . 163
5.3.1 Sélection des données hybrides . . . 164
5.3.2 Sélection de l'évènement test . . . 165
5.3.3 Application du modèle . . . 166
5.3.4 Résultats pour une station . . . 171
5.3.5 Résultats pour l'évènement test . . . 173
5.4 Application de la méthode sur le lot d'évènements hybrides sélectionnés . . . 176
Conclusion . . . 179

Conclusion 181

A Annexes I

Annexes **I**
A.1 Étude des T3-10 s pour les runs 100217 à 100219 I

Liste des figures **V**

Liste des tableaux **XI**

Bibliographie **XIII**

Remerciements **XXI**

Remerciements **XXI**

Introduction

Les rayons cosmiques sont maintenant étudiés depuis plus d'un siècle sans que les phénomènes associés à leur parcours de la source jusqu'à nous soient totalement compris. Ce sont des particules chargées de très grande énergie qui atteignent la Terre. Cette énergie est impossible à atteindre dans les accélérateurs de particules construits par l'homme. Elles peuvent en effet être 800 fois plus grandes que celles du LHC[1]. Se pose alors la question des mécanismes capables d'accélérer des particules à de telles énergies, de même que les types d'objets astrophysiques dans lesquels ces mécanismes agissent. Leur propagation de la source jusqu'à la Terre est également méconnue. D'abord celle-ci est très dépendante de la nature des particules, actuellement source de désaccord aux plus hautes énergies au sein des diverses expériences ; ensuite, les champs magnétiques galactiques et extragalactiques ne sont pas suffisamment caractérisés pour contraindre précisément les modèles de propagation des rayons cosmiques.

Aux ultra-hautes énergies, étudiées dans cette thèse, la détection directe du rayon cosmique primaire n'est plus possible compte tenu du faible flux de particules, $\simeq 1$ particule/km^2/jour à 10^{17} eV, atteignant la Terre. Les particules secondaires constituant la gerbe atmosphérique, créées lors de l'interaction du rayon cosmique primaire avec l'atmosphère sont alors étudiées.

L'enjeu actuel de l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie concerne leur identification, la connaissance de ce paramètre permettra de fortement contraindre les différents modèles de création, d'accélération et de propagation de ces particules. Les observatoires géants comme Auger ou Telescope Array font, pour ces raisons, de la connaissance de la nature des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie leur priorité. Plusieurs observables sont sensibles à la nature du primaire. Cette étude peut se faire via l'analyse du nombre de muons détectés par des réseaux de surface ou en étudiant le développement longitudinal de la gerbe, et plus précisément le nombre de particules qu'elle contient via des télescopes à fluorescence.

Cette thèse est dédiée à une troisième observable : le champ électrique émis par la gerbe lors de son développement dans l'atmosphère. La découverte de ce phénomène date des années 1960, mais à cette époque la technique n'a pas été concluante faute de moyens technologiques. Dans les années 2000, l'électronique rapide a permis d'apporter un second souffle à la radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Ce renouveau a été porté par les expériences CODALEMA et LOPES qui par leurs avancées importantes dans le domaine ont permis de relancer l'intérêt de la communauté sur le sujet. Nous savons désormais que la radio détection est sensible à la direction d'arrivée et à l'énergie du rayon cosmique primaire. Comme nous le verrons dans ce manuscrit, les simulations montrent que le champ électrique émis par les gerbes serait également sensible au développement longitudinal de la gerbe ; de plus, ce champ électrique peut être mesuré avec un cycle utile bien plus élevé que la lumière de fluorescence, faisant de la radio détection une technique prometteuse pour l'étude de la

[1] Large Hadron Collider

nature des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Récemment une indication expérimentale apportée par LOPES semble également aller dans ce sens. La performance d'un réseau de détecteurs de radio détection grande échelle concernant la caractérisation précise des rayons cosmiques doit maintenant être comparée aux autres techniques plus communément utilisées. C'est l'objectif du réseau AERA installé au sein de l'observatoire Pierre Auger, dont la prise de données officielle a débuté en 2011. Le réseau couvre désormais 6 km^2 avec 124 stations radio. Cette thèse est principalement dédiée à la caractérisation des signaux radio détectés par AERA, les analyses effectuées sont basées sur la détection hybride des gerbes avec le réseau de surface ou les télescopes à fluorescence d'Auger, cet environnement hybride offre un cadre très favorable à la caractérisation des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Une étude des données de la phase 2 de RAuger, le premier réseau de radio détection installé à l'observatoire Pierre Auger (2007), a également été effectuée.

Cette thèse est organisée en cinq chapitres. Le chapitre 1 présente dans sa première partie le statut actuel des connaissances concernant les rayons cosmiques. Les observations majeures des grands observatoires, Pierre Auger, Telescope Array et HiRes concernant le spectre en énergie mesuré, et notamment la suppression du flux aux énergies extrêmes, la corrélation des directions d'arrivée des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec des objets astrophysiques et l'identification de la nature de ces particules sont présentées. Nous verrons également comment ces observations, les points qui font consensus et ceux qui mettent en désaccord ces expériences, peuvent être interprétés en terme de recherche de candidats source pouvant créer, puis accélérer ces particules aux énergies auxquelles elles sont observées sur Terre. La deuxième partie de ce chapitre traite de la physique des gerbes atmosphériques, nous verrons que les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie peuvent être étudiés au travers de trois observables principales : la détection des particules au sol, la lumière de fluorescence et le champ électrique émis par les gerbes dans le domaine du MHz durant leur développement dans l'atmosphère, avec une attention particulière pour ce dernier point qui est l'objet de cette thèse. Enfin, dans la dernière partie du chapitre, l'observatoire Pierre Auger est décrit, nous pourrons voir qu'il offre un environnement hybride très profitable à l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. La radio détection dans le GHz est brièvement décrite dans ce chapitre.

Le second chapitre, détaille la radio détection dans le domaine du MHz à l'observatoire Pierre Auger, il est principalement dédié à AERA. Les résultats obtenus par RAuger et MAXIMA, les deux prototypes d'AERA, sont présentés également, leurs mesures ont permis la caractérisation de l'environnement radio de l'observatoire ainsi que l'étude des variations du champ électrique mesuré au fil des jours et des saisons sur les sites de détection. Ces deux prototypes ont également permis l'étude des mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes via l'analyse de la polarisation du champ électrique mesuré. Nous nous intéresserons ensuite à AERA, dont le dispositif expérimental complet et le système de déclenchement sont détaillés. Puis un exemple de contrôle de la qualité des donnés est présenté au travers d'une méthode développée pendant la thèse. L'environnement informatique officiel de la collaboration Auger est brièvement discuté, ainsi que les premiers pas effectués vers une reconstruction officielle des données AERA. Enfin, nous présentons les principaux résultats de l'expérience et notamment les avancées majeures effectuées dans la compréhension des mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes.

Les trois chapitres suivants sont consacrés aux analyses, orientées sur la caractérisation du signal transitoire radio, effectuées pendant la thèse. Celles-ci tirent profit de l'environnement hybride offert par l'observatoire Pierre Auger. Le chapitre 3 traite du développement d'une méthode de réjection du bruit de fond à partir des données de RAuger-II. En déclenchement autonome, les stations sont en effet principalement déclenchées par du bruit de fond d'origine humaine (appareils électriques) et naturelle

(orages). La suppression du bruit de fond au plus bas niveau de déclenchement est donc un des enjeux principaux de la radio détection des rayons cosmiques. Le chapitre 4 est dédié au développement d'une méthode de sélection des coïncidences entre le réseau de surface d'Auger et les stations radio d'AERA, nous verrons que même en déclenchement externe, les données sont dominées par le bruit de fond. L'étude des caractéristiques des gerbes sélectionnées par cette méthode est également présentée dans ce chapitre. Enfin, dans le chapitre 5, nous discutons de la corrélation entre le profil longitudinal détecté par les télescopes à fluorescence d'Auger et le champ électrique mesuré par les stations radio d'AERA.

Chapitre 1

Contexte scientifique

Sommaire

Quelques éléments d'histoire 5
1.1 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE) 6
1.1.1 Les observations 6
1.1.2 Les interprétations 15
1.2 Physique des gerbes atmosphériques : géométrie et techniques de détection usuelles 20
1.2.1 Géométrie de la gerbe 20
1.2.2 Les particules au sol 24
1.2.3 La lumière de fluorescence 25
1.3 Physique des gerbes atmosphériques : le signal radio 25
1.3.1 Le signal radio dans le domaine du MHz 25
1.3.2 Le signal radio dans le domaine du GHz 34
1.4 Détection des RCUHE 35
1.4.1 L'observatoire Pierre Auger 35
1.4.2 D'autres observatoires 41
Conclusion 43

Quelques éléments d'histoire

Avant de discuter des résultats actuels concernant les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, commençons par un bref retour en arrière sur les étapes majeures ayant jalonné l'étude de ces particules détectées sur Terre à des énergies extrêmes. La première indication de leur existence a été apportée par T. Wulf en 1910 qui mesura le taux d'ionisation au pied et au sommet de la Tour Eiffel, pensant mesurer une décroissance de ce dernier avec l'altitude due à l'éloignement du sol et donc des roches, supposées être la source principale de la radioactivité sur Terre. Contrairement à ses attentes, il mesura un taux d'ionisation 9 fois plus fort qu'attendu d'un rayonnement provenant du sol [1]. À l'époque, ses résultats ne furent pas acceptés par la communauté. Cette observation fut confirmée en 1912 avec la découverte des rayons cosmiques par V. F. Hess lors d'une campagne de mesures à bord de ballons. Les mesures ont été réalisées jusqu'a 5 km d'altitude ou un taux d'ionisation trois fois supérieur à celui obtenu au sol fut observé, ce qui prouva que la source de ce rayonnement n'est pas terrestre [2, 3]. V.

F. Hess effectua également un vol ballon lors d'une éclipse solaire sans observer de modification dans ses résultats, cette étude montra que le soleil n'était pas la source de ce rayonnement. Il obtient un prix Nobel pour la découverte des rayons cosmiques en 1936. Ces mesures ont été confirmées en 1913 par W. Kolhörster dont les mesures allaient jusqu'à 9 km d'altitude [4].

Dans les années 1920, R. Milikan interpréta ce rayonnement comme composé de gammas de haute-énergie qu'il nomma "rayons cosmiques" en 1925. Plusieurs physiciens en désaccord avec cette interprétation effectuèrent des mesures du rayonnement cosmique en fonction de la latitude. De nombreuses séries de mesures montrèrent une dépendance du flux de particules à cette dernière et donc une dépendance au champ géomagnétique. Ces observations tendaient à réfuter l'hypothèse de R. Milikan et allaient vers la présence de particules chargées. Malgré cela, il fallu attendre les mesures de A. Compton au début des années 1930 confirmant que les rayons cosmiques étaient des particules chargées pour que R. Milikan accepte cette observation. La découverte des rayons cosmiques entraîna une avancée fulgurante de la physique des particules, avec la découverte du positron (1932), du muon (1936) et du pion (1947) notamment.

Le phénomène de gerbe de particules est quant à lui observé dès le début des années 1930 notamment par B. Rossi. la présence de ce phénomène dans l'atmosphère est confirmée en 1938 par P. Auger qui mesura des taux de coïncidences entre ses différents détecteurs bien supérieurs aux valeurs attendues, il en déduisît que les rayons cosmiques entraînent la création d'une cascade de particules dans l'atmosphère, cette dernière pouvant couvrir jusqu'à 1000 m^2.

Nous allons voir dans la section suivante que depuis ces grandes découvertes, et malgré les progrès et les efforts effectués, de nombreuses questions restent ouvertes.

1.1 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE)

Dans cette section est présenté le statut actuel des connaissances concernant les RCUHE. Dans la première partie les observations majeures rapportées par les expériences au sol sont présentées, d'abord concernant la mesure du spectre et notamment aux énergies extrêmes avec la suppression du flux observé à 4.10^{19} eV. Les résultats des expériences Pierre Auger, HiRes et Telescope Array concernant la corrélation des directions d'arrivée des RCUHE avec les objets astrophysiques et la nature des particules mesurées aux hautes-énergies sont également présentés. Comme nous allons le voir les résultats obtenus sont controversés.

1.1.1 Les observations

Le spectre en énergie

Le spectre en énergie des rayons cosmiques décrit la dépendance du flux de particules en fonction de leur énergie. Il s'étend sur plus de 32 ordres de grandeur en flux et 12 en énergie et est bien décrit par une loi de puissance proportionnelle à $E^{-\alpha}$ où α rend compte de plusieurs brisures dans le spectre décrites dans la suite. Ce spectre mesuré par plusieurs expériences, à partir de 10^8 eV est présenté dans la figure 1.1.

Aux plus basses énergies (E < 1 GeV), le flux de rayons cosmiques est très important, mais difficilement mesurable, le vent solaire et le champ géomagnétique agissant en effet sur les particules. Le flux décroît ensuite avec $\alpha = 2,7$ jusqu'à la première brisure du spectre appelée *genou* se situant aux environs de 10^{15} eV, jusqu'à ces énergies on peut détecter de manière directe le rayon cosmique primaire. À plus haute énergie la détection se fait de manière indirecte via l'étude des gerbes atmo-

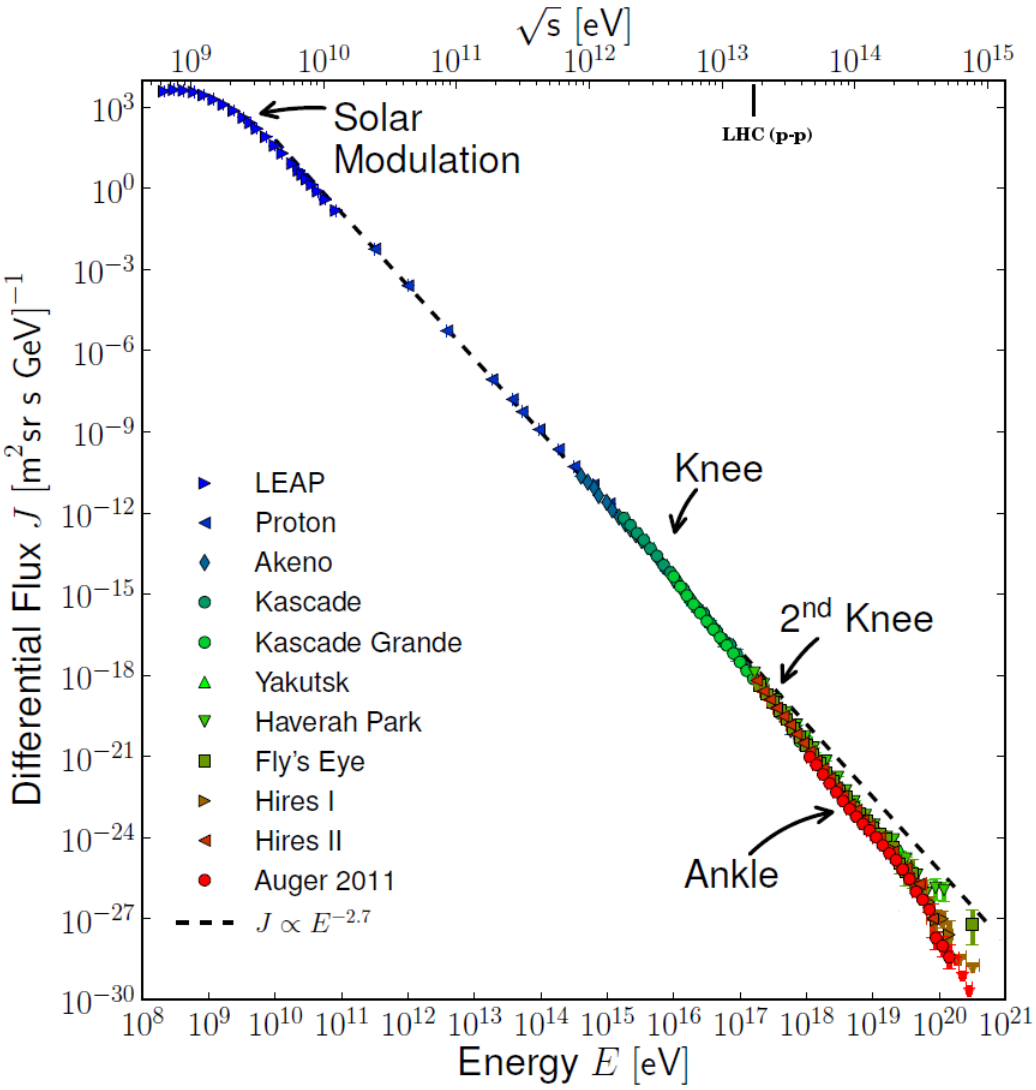


FIG. 1.1 – Spectre en énergie des rayons cosmiques (toutes particules). La figure est extraite de [5].

sphériques (voir la section 1.2). Comme nous le verrons plus loin, l'origine de ces particules dans ce domaine d'énergie est supposée d'origine galactique, les candidats source privilégiés étant les restes de Supernovae (SNR[2]).

À partir du *genou*, la décroissance du spectre s'effectue selon $\alpha = 3,1$. Dans ce domaine en énergie, le flux de particules ($\simeq 1$ particule/m^2/an) est trop faible pour les observations directes, l'étude des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{15} eV se fait exclusivement via la mesure des gerbes atmosphériques. Un second *genou* est observé à environ 4.10^{17} eV. Le premier *genou* correspondrait à l'énergie maximale pouvant être atteinte lors de l'accélération des rayons cosmiques légers (protons) dans les sources galactiques ou à l'énergie maximale de confinement de ces dernières dans les champs magnétiques galactiques. Le second *genou* pourrait alors correspondre aux mêmes phénomènes rap-

[2]SuperNovae Remnants

portés aux noyaux lourds, comme le fer. Nous verrons dans la suite, que seuls les protons et les noyaux de fer peuvent survivre à une propagation de la source jusqu'à la Terre aux énergies extrêmes.

La brisure suivante du spectre en énergie se trouve à environ 3.10^{18} eV et est appelée *cheville*. le spectre décroît alors selon $\alpha = 2,6$. Plusieurs interprétations concernant l'origine de ce changement d'indice dans le spectre sont avancées, elles dépendent notamment de la nature des rayons cosmiques primaires aux hautes-énergies. Dans les modèles où les protons dominent, la *cheville* peut s'expliquer par les pertes d'énergie de ces derniers via la production de paires e^-, e^+. Dans le cas où les noyaux de fer dominent, la *cheville* correspond à la transition d'une origine galactique à une origine extragalactique des RCUHE [6].

Enfin, aux énergies extrêmes une suppression du flux est observée à environ 4.10^{19} eV, comme présenté dans la figure 1.2. Cette coupure est observée de façon indiscutable par l'observatoire Pierre Auger (20 σ) [7], Telescope Array (3,9 σ) et HiRes (4 σ). Cette suppression du flux pourrait correspondre à la coupure GZK, prédite en 1966 par Greisen [8], ainsi que Zatsepin et Kuzmin [9]. Cette coupure se trouve à environ 6.10^{19} eV et s'explique par l'interaction des RCUHE avec le fond diffus cosmologique (CMB) à 2,7 K [10], la perte d'énergie étant dans ce cas consécutive à la production de pions suivant la réaction :

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \; ou \; p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \tag{1.1}$$

Cette réaction est possible pour des protons d'énergie supérieure à 6.10^{19} eV, cette énergie entraîne l'existence d'un "horizon GZK" à 100 Mpc[3]. Chaque réaction entraîne la réduction de l'énergie du proton d'environ 20 %. La conséquence de ces interactions, est qu'un rayon cosmique d'énergie supérieure à l'horizon GZK ne peut provenir que d'une source proche de la Terre, à moins de 100 Mpc, comme on peut le voir sur la figure 1.3, extraite de [11].

Ces différentes brisures dans le spectre en énergie des rayons cosmiques sont utilisées pour contraindre les modèles concernant leur création et leur accélération par des sources astrophysiques. Les résultats des modèles doivent en effet pouvoir reproduire le spectre mesuré.

Les directions d'arrivée

Comme nous venons de le voir, aux énergies extrêmes la source d'émission des RCUHE ne peut pas être éloignée de plus de 100 Mpc, limitée par l'horizon GZK, motivant la recherche de corrélation entre les directions d'arrivée observées pour les évènements aux plus hautes énergies et la distribution des objets astrophysiques dans la limite de cette distance, qui sont des candidats potentiels. À ces énergies les particules sont supposées peu déviées, de l'ordre du demi-degré, par les champs magnétiques extragalactiques en raison de leur forte rigidité magnétique ($R = p/Z \propto E/Z$). Notons qu'à énergie comparable, un noyau lourd est plus dévié qu'un noyau léger sa rigidité magnétique étant plus faible. La corrélation des RCUHE avec des sources astrophysiques est donc également dépendante de leur nature. L'étude de ce phénomène est rendue compliquée par la méconnaissance des champs magnétiques galactiques et extragalactiques, notamment de leur intensité, de leur densité et direction.

Dans l'hémisphère sud, l'étude de la collaboration Pierre Auger montre une corrélation des directions d'arrivée de ses évènements de plus de 55 EeV avec les noyaux actifs de galaxies (AGNs[4]).

[3] 1 pc = 3,085.1016 m

[4] Active Galactic Nucleis

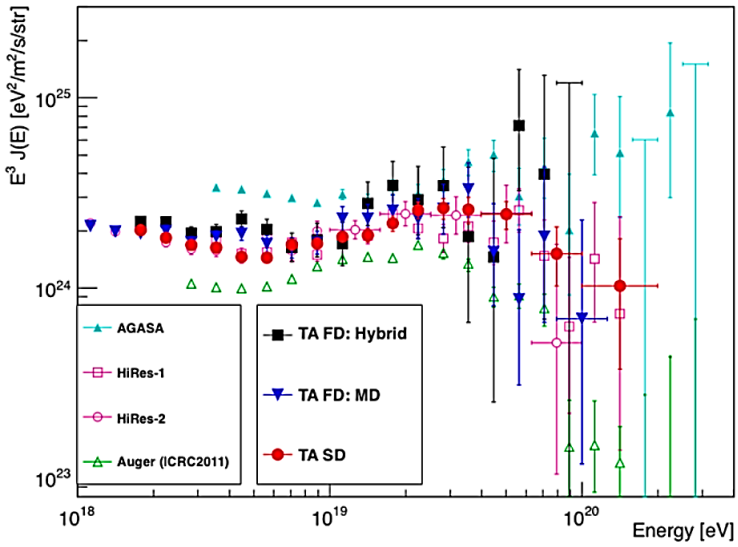


FIG. 1.2 – Spectre en énergie des rayons cosmiques (toutes particules) à partir de 3.10^{18} eV. La suppression du flux à partir de 3.10^{18} eV est visible pour Auger, HiRes et Telescope Array. La figure est extraite de [12].

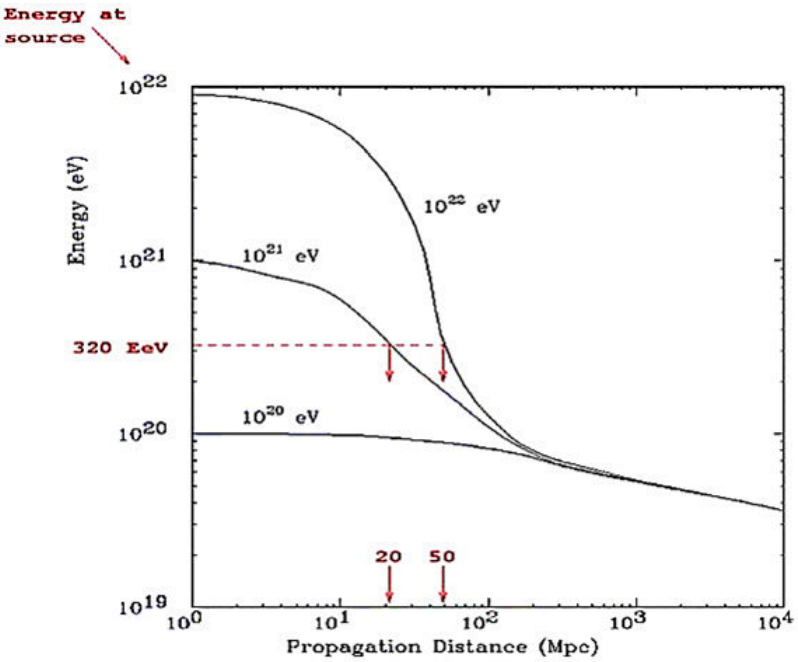


FIG. 1.3 – Évolution de l'énergie de protons d'énergies initiales : 10^{20}, 10^{21} et 10^{22} eV en fonction de la distance à la source en Mpc. La perte d'énergie des protons est ici due à la production de pions. Un rayon cosmique de 320 EeV, peut par exemple se propager jusqu'à à 20 ou 50 Mpc, selon que son énergie initiale soit de 10^{21} ou de 10^{22} eV. La figure est extraite de [11].

Cette comparaison a été réalisée à partir du catalogue Véron-Cetty et Véron [13], une coupure sur notre distance aux AGNs est réalisée, seuls ceux situés à moins de 75 Mpc de nous sont étudiés, correspondant à un redshift $z \leq 0,018$. Il s'agit d'une corrélation à petite distance angulaire, un rayon cosmique est corrélé à un AGN si la distance angulaire entre ce dernier et la direction d'arrivée du cosmique est inférieure à 3,1°. À la première étude comparative, en 2007, le taux de corrélation était de 69 % contre 21 % attendu dans le cas d'une distribution isotrope des RCUHE. L'étude étendue aux nouvelles données apportait un taux de corrélation de 38 % en 2009 et de 33 % en 2011. Comme on peut le voir au travers de ces résultats, présentés dans la figure 1.4, le taux de corrélation diminue avec l'augmentation de la statistique de RCUHE mesurés, mais reste néanmoins incompatible avec un scénario isotrope à 3 σ. La recherche d'anisotropies a également été réalisée à partir de deux autres catalogues [14] : Swift-BAT [15], un catalogue d'AGNs et 2MRS[5] [16], un catalogue de galaxies. Les résultats de ces comparaisons sont présentés dans la figure 1.5. Les RCUHE sont préférentiellement présents sur les zones de fortes densités des cartes d'AGNs et de galaxies, confirmant encore une fois l'absence d'une isotropie de leur direction d'arrivée.

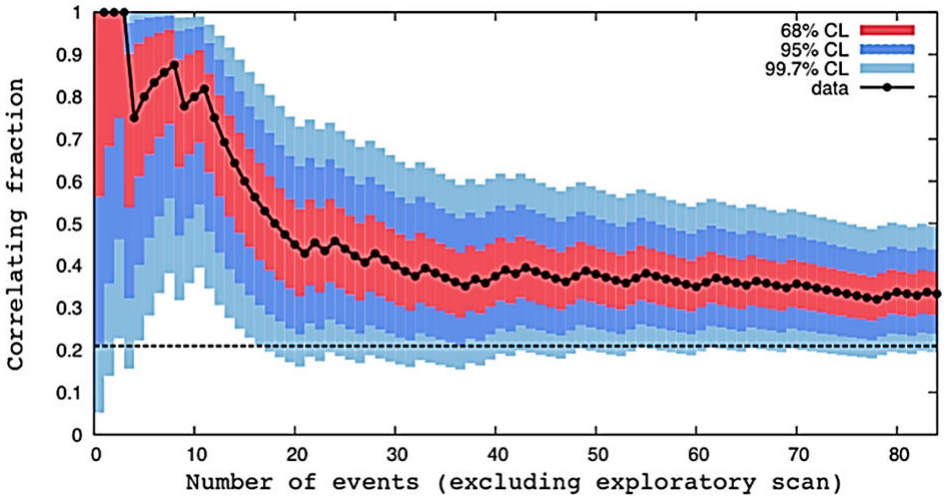


Fig. 1.4 – Taux de corrélation entre les directions d'arrivée des rayons cosmiques détectés par l'observatoire Pierre Auger avec une énergie supérieure à 55 EeV et les AGNs du catalogue VCV. Les limites à 68 % (en rouge), 95 % (en bleu foncé) et 99,7 % (en bleu clair) sont présentées. La valeur obtenue par Monte-Carlo en supposant scénario isotrope, 21 %, est indiqué par la ligne en pointillés noirs. La figure est extraite de [12].

Un excès significatif d'évènements d'énergie supérieure à 55 EeV est observé dans la direction de Centauraus A, une radio galaxie proche, située à moins de 4 Mpc de la Terre, comme présenté dans la figure 1.6. 18,8 % des évènements se situent à moins de 18° de la radio galaxie contre 4,7 % attendu dans le cas isotrope. Une plus grande statistique, ainsi qu'une contrainte sur la nature des RCUHE sont nécessaires pour conclure sur l'excès d'évènements détectés dans cette direction.

o Dans l'hémisphère nord, la collaboration HiRes a répété la même étude avec les mêmes coupures

[5] 2MASS Redshift Survey

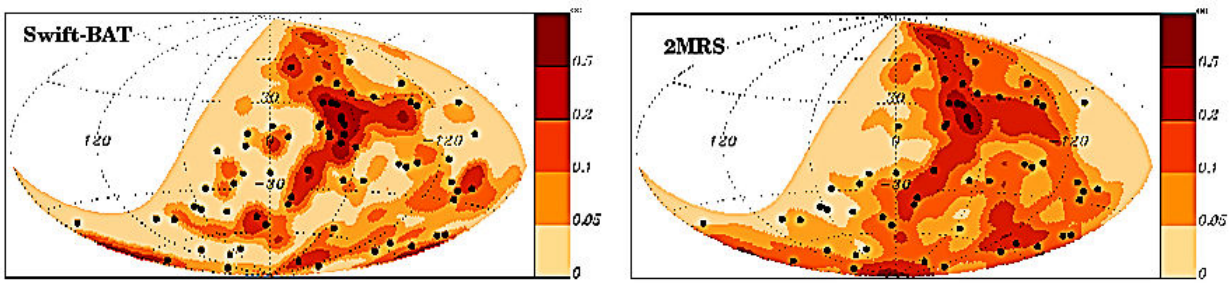


FIG. 1.5 – Comparaison des directions d'arrivée de 69 rayons cosmiques avec $E > 55$ EeV détectés par l'observatoire Pierre Auger (cercles noirs) avec les cartes de densité d'AGNs et de galaxies issues des catalogues Swift-BAT et 2MRS. La figure est extraite de [14].

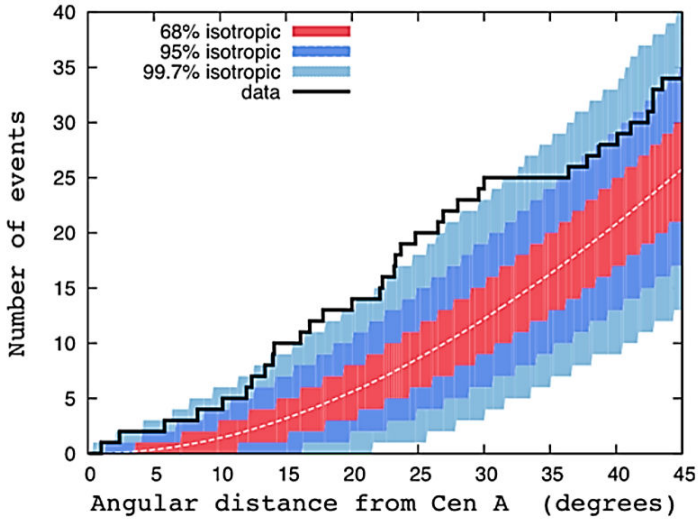


FIG. 1.6 – Nombre d'évènements avec $E > 55$ EeV détectés par l'observatoire Pierre Auger en fonction de la distance à la radio galaxie Centaurus A (en noir) comparé aux limites à 68 % (en rouge), 95 % (en bleu foncé) et 99,7 % (en bleu clair) obtenues par Monte-Carlo en supposant une distribution isotrope des sources des RCUHE. La figure est extraite de [12].

sur ses données ; seuls deux évènements (sur les 13) étudiés sont corrélés avec un AGN du catalogue VCV pour 3,2 attendus dans le cas d'un flux isotrope. Ce résultat est compatible avec un scénario isotrope à plus de 97 % de niveau de confiance [17]. Pour la même étude, la collaboration Telescope Array [18] obtient une corrélation de 8 évènements sur les 20 étudiés, pour 4,8 attendus dans le cas isotrope. Cet excès n'est donc pas significatif (moins de 3 σ). Récemment la collaboration TA a annoncé un excès d'évènements à l'échelle de 20° pour $E \geq 57$ EeV [19] comme présenté dans la figure 1.7. Compte tenu de sa tailler, ce cluster n'est pas directement relié à un candidat source, il est proche du plan super-galactique contenant plusieurs amas de galaxies. Il est situé à environ 19° d'Ursa Major. La collaboration TA avance deux hypothèses pour expliquer cet excès d'évènements : les rayons cosmiques détectés proviennent de l'amas de galaxie Virgo ou les rayons cosmiques sont des noyaux lourds créés dans le plan supergalactique, déviés par les champs magnétiques.

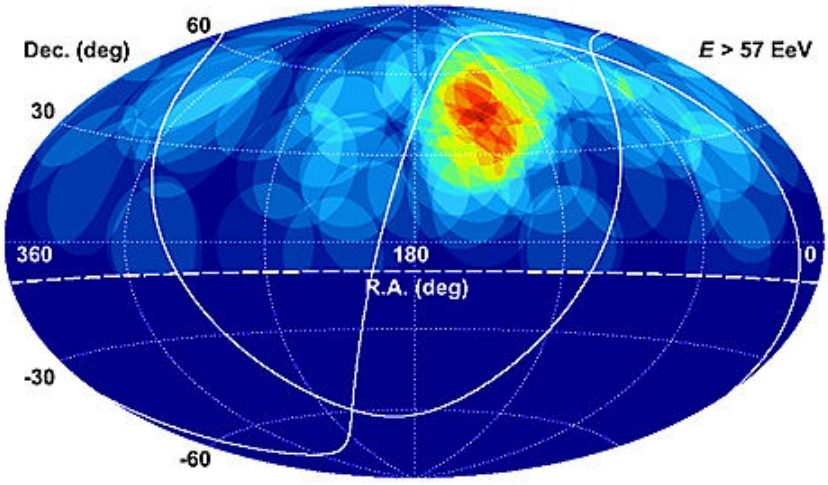


FIG. 1.7 – Directions d'arrivée des évènements d'énergie supérieure à 57 EeV détectés par TA. L'échelle de couleur indique le nombre d'évènements reconstruits dans un cercle de 20°. La figure est extraite de [19].

Au travers de ces études, on peut voir encore une fois l'importance de la connaissance de la nature des RCUHE, ceci permettrait de contraindre les modèles concernant leur origine et de pouvoir conclure sur l'existence d'un scénario isotrope ou anisotrope.

La nature des rayons cosmiques

Comme nous l'avons vu plusieurs fois, connaître la nature des RCUHE est actuellement l'enjeu principal de leur étude. Connaître leur composition permet en effet de contraindre les modèles sur l'origine et l'accélération des RCUHE dans les sources astrophysiques.

Jusqu'à environ 10^{14} eV la composition est connue, les rayons cosmiques sont en effet observés directement via des ballons ou des satellites. Ils sont presque essentiellement des noyaux légers dont environ 79 % de protons. La proportion de noyaux lourds à ces énergies est très faible.

Au-delà de 10^{14} eV l'identification des rayons cosmiques se complique, elle s'effectue via l'étude du profil longitudinal, et plus précisément de la mesure du maximum de particules créées lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère : $N_{\max}$, et surtout de la profondeur à laquelle ce maximum se trouve dans l'atmosphère $X_{\max}$ et de sa dispersion $\sigma(X_{\max})$. La proportion de muons dans la gerbe est également sensible à la nature du primaire comme présenté dans la section 1.2.1. Ces observables étant soumises à des fluctuations gerbe à gerbe, une forte statistique est nécessaire, principale limite pour l'identification des RCUHE. De plus, cette dernière s'effectue par comparaison des observables sensibles à la nature du primaire avec des simulations effectuées par extrapolation des modèles hadroniques contraints en laboratoire jusqu'à environ 1 TeV dans le centre de masse. Une mauvaise extrapolation pourrait donner de fausses indications.

Plusieurs expériences ont étudié le domaine en énergie s'étendant du *genou* à la *cheville*, les mesures s'accordent sur la présence de noyaux lourds au *genou* [20]. Ces expériences montrent pour des énergies inférieures à celle du *genou* une augmentation des valeurs de $X_{\max}$ avec l'énergie indiquant

la présence de noyaux légers, l'évolution des données étant plus rapide que celle des modèles, puis au dessus du *genou*, pour $E > 4.10^6$ GeV, un plateau (après multiplication par $E^{2,7}$ ou E^3) s'étendant jusqu'à environ $E > 4.10^7$ GeV est observé, indiquant un alourdissement de la composition des rayons cosmiques, comme présenté dans la figure 1.8. Au-delà de 4.10^7 GeV, les valeurs de $X_{\max}$ obtenues sont à nouveau compatibles avec des noyaux légers, ces derniers sont dominants à environ 1 EeV.

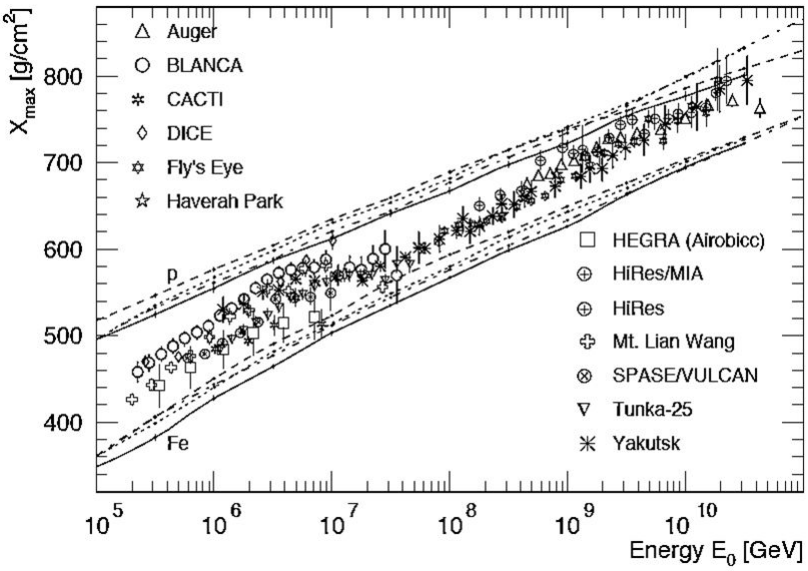


FIG. 1.8 – $X_{\max}$ mesurés par plusieurs expériences en fonction de l'énergie. Pour des énergies inférieures à 4.10^6 GeV, on observe une augmentation des valeurs de $X_{\max}$ avec l'énergie, indiquant la présence de noyaux légers. Au-delà de cette énergie, on observe un plateau s'étendant jusqu'à environ $E > 4.10^7$ GeV indiquant un alourdissement de la composition des rayons cosmiques. À partir de 4.10^7 GeV, les valeurs de $X_{\max}$ obtenues sont à nouveaux compatibles avec des noyaux légers. Les lignes indiquent les résultats de simulations pour le fer et le proton effectuées avec différents modèles hadroniques (QGSJET 01 (-), QGSJET II-3 (- - -), SIBYLL 2.1 ($\cdots$), et EPOS 1.6 (-·-·-)). La figure est extraite de [20].

Au-delà de 1 EeV, comme nous l'avons vu précédemment, les sources des RCUHE ne peuvent pas être éloignées de plus de 100 Mpc, limitée par l'horizon GZK. À ces énergies seuls les protons et les noyaux de fer peuvent survivre jusqu'à cette distance. Les noyaux composés plus légers sont dissociés par le CMB, comme présenté dans la figure 1.9 extraite de [11].

Concernant la dominance de l'un ou l'autre de ces deux noyaux, les expériences sont en désaccord, HiRes et TA mesurent des $X_{\max}$ compatibles avec des protons aux énergies extrêmes [21, 22], alors qu'Auger observe un alourdissement de la composition, compatible avec des noyaux de fer [23]. Les résultats obtenus par Auger et TA sont présentés dans les figures 1.10 et 1.11.

L'observation par Auger d'un alourdissement dans la composition des RCUHE est paradoxale avec l'observation d'anisotropie à ces énergies extrêmes. Comme nous l'avons vu plus tôt, les noyaux de fer présentant une rigidité magnétique plus faible que les protons sont davantages déviés par les champs magnétiques extragalactiques que ces derniers, n'engendrant pas de direction d'arrivée privilégiée.

Comme on peut le voir, la nature des RCUHE reste encore aujourd'hui méconnue. Plus de statis-

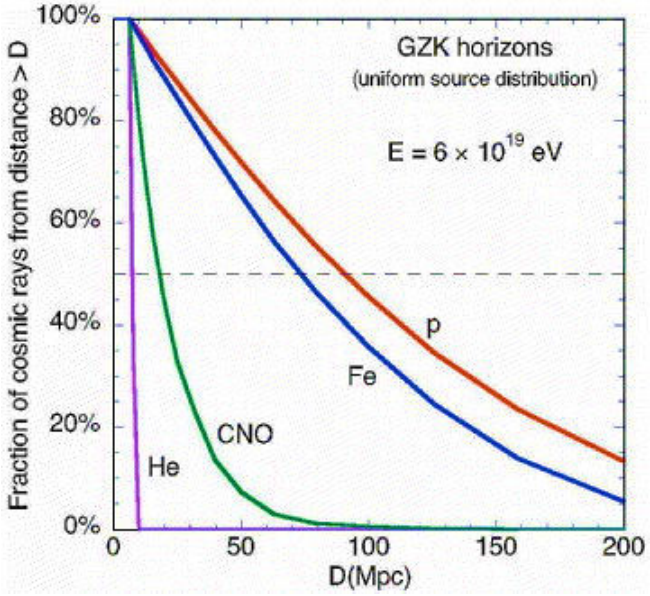


FIG. 1.9 – Proportion de rayons cosmiques survivant à une propagation sur une distance supérieure à D pour des protons, des noyaux de fer, de CNO et d'hélium d'énergie $E = 6.10^{19}$ eV. La figure est extraite de [11].

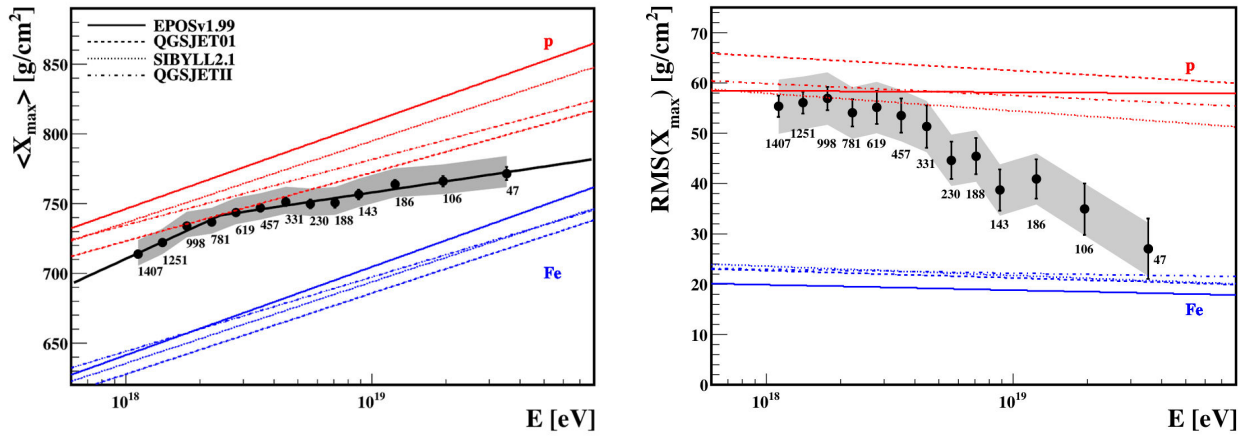


FIG. 1.10 – $X_{\max}$ (à gauche) et $\sigma(X_{\max})$ (à droite) mesurés par Auger en fonction de l'énergie. Les lignes indiquent les résultats de simulations pour le fer (en bleu) et le proton (en rouge) effectuées avec différents modèles hadroniques. On observe un alourdissement de la composition à haute-énergie. Les figures sont extraites de [23].

tique sera nécessaire pour trancher sur la nature proton ou fer des ces rayons cosmiques et savoir si un comportement différent est observé selon que l'on étudie l'hémisphère sud (Auger) ou l'hémisphère nord (HiRes, TA). L'amélioration de la performance des détecteurs, ainsi que de notre connaissance des modèles hadroniques permettra une meilleure compréhension de la composition des RCUHE. Comme nous allons le voir dans la suite de ce manuscrit, le champ électrique émis par les gerbes est lui aussi sensible au développement longitudinal de la gerbe, faisant de la radio détection de rayons cosmiques

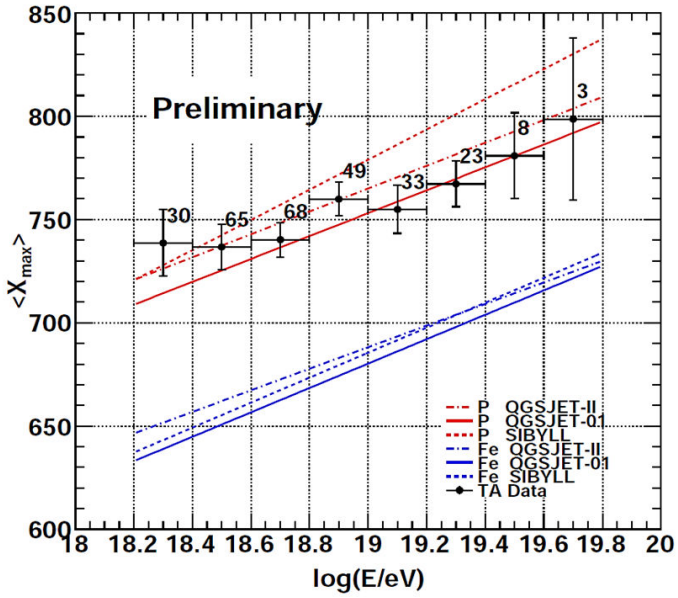


FIG. 1.11 – $X_{\max}$ mesurés par TA en fonction de l'énergie. Les lignes indiquent les résultats de simulations pour le fer (en bleu) et le proton (en rouge) effectuées avec différents modèles hadroniques. La composition est compatible avec des protons à haute-énergie. La figure est extraite de [21].

une technique prometteuse pour l'étude de la nature du primaire. Souhaitons que cette technique sera en mesure d'aider à la résolution de ce problème crucial pour la compréhension des RCUHE.

1.1.2 Les interprétations

Dans cette section, sont présentées les interprétations des observations détaillées précédemment concernant les sources candidates, les mécanismes d'émission et la propagation des rayons cosmiques dans l'Univers.

Les sources candidates

Comme nous l'avons vu, la région en énergie allant du *genou* (10^{15} eV) à la *cheville* ($3 \cdot 10^{18}$ eV) est supposée abriter une transition d'une origine galactique à une origine extragalactique. Le genou peut être interprété comme étant l'énergie maximale d'accélération des protons dans les sources galactiques ou l'énergie maximale de confinement dans les champs magnétiques galactiques. Une particule est confinée dans un objet astrophysique tant que son rayon de Larmor, r_L, est inférieur à la taille de l'objet, L. Les rayons cosmiques sont donc confinés dans la galaxie tant que : $r_L < L_{\text{galaxie}}$. Les mêmes interprétations sont proposées pour le second genou cette fois-ci concernant les noyaux de fer. Dans notre galaxie, les candidats privilégiés sont les SNRs [24]. En effet, d'après les observations faites de ces objets, les gammas et des neutrinos créés apparaissent d'origine hadronique donnant la première preuve de l'accélération de protons dans les SNRs. Mais il n'est pas encore démontré que ces objets peuvent accélérer des particules jusqu'à l'énergie du *genou* (10^{15} eV). À cette énergie, les rayons cosmiques sont très déviés par les champ magnétiques galactiques, aucune anisotropie n'est

donc attendue. L'observation des SNRs en gamma avec une haute résolution angulaire sur une large plage en énergie par CTA[6] pourra certainement contraindre les différents modèles d'accélération et de création des rayons cosmiques d'origine galactique.

Pour les RCHUE, le rayon de Larmor est très supérieur à la taille de la galaxie, ces particules ne peuvent donc pas être confinées à l'intérieur de la galaxie, motivant la recherche de sources extragalactiques. La première étape de la recherche de candidat consiste a étudier la limite de confinement des RCUHE dans les objets astrophysiques. En effet, sans confinement, les particules ne peuvent pas être accélérées jusqu'aux énergies extrêmes auxquelles elles sont mesurées. Pour cela, on peut utiliser le critère de Hillas [25], pour avoir $r_L < L$, il faut :

$$E \leq E_{\max} = 10^{15}.Z.\frac{B}{1\ \mu\text{G}}.\frac{L}{1\ \text{pc}}$$

où B est le champ magnétique et Z est la charge de la particule. On peut alors tracer le diagramme de Hillas, présenté dans la figure 1.12, présentant les candidats sources en fonction de leur taille et de leur champ magnétique.

Le critère de Hillas n'est pas suffisant pour la recherche des sources de RCUHE, la durée de vie de celle-ci doit notamment être prise en compte, elle doit être au moins égale à la durée nécessaire pour accélérer les particules aux énergies extrêmes. Il en est de même pour la durée du confinement des particules dans l'objet astrophysique. Enfin, la luminosité de la source doit être en accord avec le flux de rayons cosmiques observé sur Terre.

Les AGNs et les lobes radios qui leurs sont parfois associés, les étoiles à neutrons, les sursauts gammas (GRBs) et les chocs d'accrétion dans le milieu interstellaire sont les candidats privilégiés pour l'accélération des RCUHE [26], ils sont de plus présents à l'intérieur de l'horizon GZK et sont donc compatibles avec la suppression du flux observée à ultra-haute énergie. Ces quatre candidats sont discutés dans la suite et détaillés dans [26].

Les AGNs. Les AGNs sont divisés en deux catégories selon qu'ils présentent ou non des lobes radio. Ils sont composés d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir central super-massif. Les deux catégories d'AGNs peuvent en principe accélérer les particules jusqu'aux plus hautes énergies dans la magnétosphère de leur trou noir. Les interactions synchrotrons des rayons cosmiques dans la magnétosphère doivent entraîner la création d'un rayonnement gamma dont la détection pourrait démontrer que les AGNs sont une source d'accélération des rayons cosmiques, comme expliqué plus haut pour les SNRs. Les radio-galaxies privilégiées sont les galaxies Faranoff-Ryley II (FRII) qui sont les radio-galaxies les plus puissantes observées, mais aucune corrélation entre les RCUHE et les FRII n'a à ce jour été observée. Cette absence de corrélation peut être expliquée par notre méconnaissance des champs magnétiques extragalactiques qui sont potentiellement plus fort que supposé, ce qui dévierait les rayons cosmiques d'une trajectoire quasi-rectiligne entre la source et la Terre ou par le fait que les RCUHE soient des noyaux de fer. En effet, comme nous l'avons vu précédemment la rigidité magnétique du fer est plus faible que celle des protons, ils sont donc plus déviés que ces derniers lors de leur propagation jusqu'à nous.

[6] the Cherenkov Telescope Array

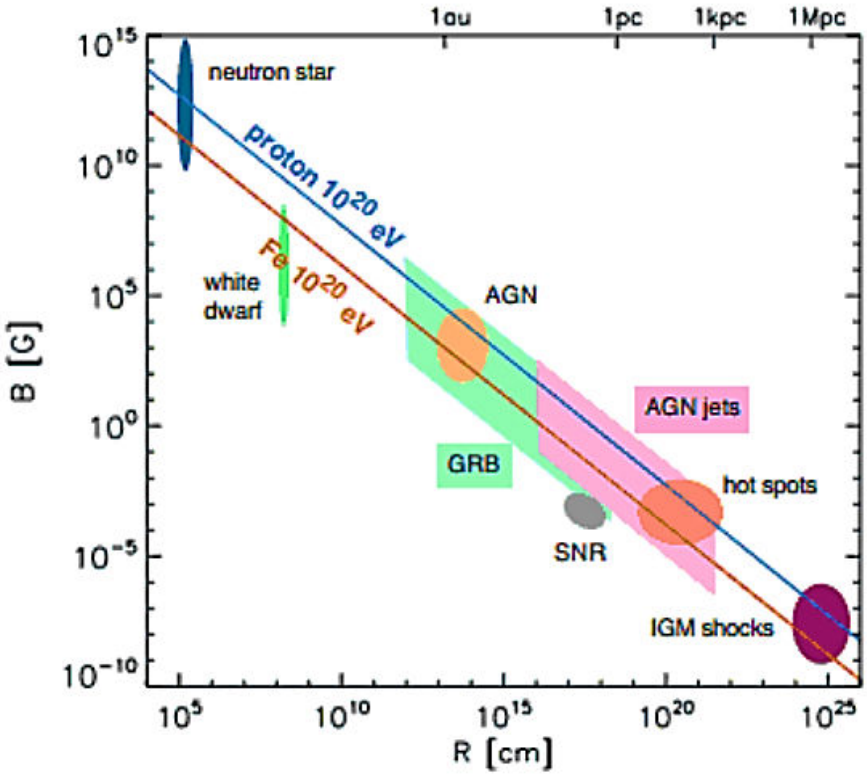


FIG. 1.12 – Diagramme de Hillas extrait de [26]. Sources candidates et leur incertitude en fonction de leur taille et de leur champ magnétique. Les lignes bleues et rouges correspondent aux limites de confinement respectivement d'un proton et d'un noyau de fer de 10^{20} eV.

Les étoiles à neutrons. Les magnétars, des étoiles à neutrons caractérisées par leur champ magnétique intense, sont des candidats sources sérieux, pouvant accélérer les particules aux énergies extrêmes dans le vent créé par leur rotation rapide. Les magnétars sont des sources transitoires, il n'est donc pas attendu d'obtenir une corrélation entre ces objets et les RCUHE, ce qui pourrait expliquer une éventuelle isotropie à ultra-haute énergie, dans le cas où celle-ci serait prouvée. Les jeunes étoiles à neutrons pourraient être la source de particules lourdes, elles sont en effet riche en fer.

Les GRBs. Les explosions de GRBs entraînent la formation de multiples zones de chocs pouvant accélérer les particules jusqu'à environ 10^{20} eV selon le stade de l'explosion étudié. En effet, on peut voir dans la figure 1.12 que la zone correspondant aux GRBs est très étendue, ceci est du au fait que les valeurs du champ magnétique et de la taille des GRBs varient en fonction de son stade d'explosion. Les observations en gamma de ces objets montrent un flux comparable à celui des RCUHE, ce qui implique une accélération par les GRBs sur une plage en énergie étroite. Comme les étoiles à neutrons, les GRBs sont des sources transitoires qui pourraient expliquer une éventuelle isotropie à ultra-haute énergie, dans le cas où celle-ci serait prouvée.

Les chocs d'accrétion dans le milieu interstellaire. Ces chocs sont produits par l'accrétion de matière (gaz et matière noire) autour des structures à grande échelle présentes dans l'Univers, comme les amas de galaxies. Pour ces derniers, le confinement est possible jusqu'à des énergies d'environ 10^{20} eV. Les mécanismes qui pourraient donner lieu à l'accélération des particules à une telle énergie dans ces objets sont encore mal compris, l'observation d'un rayonnement gamma de haute-énergie en provenance de ces chocs permettrait de contraindre les différents modèles existants.

L'accélération et la propagation des RCUHE

L'accélération des RCUHE. Les sources des RCUHE doivent être capables d'accélérer les particules de 10^{18} à 10^{20} eV et présenter un spectre compatible avec celui observé sur Terre après la propagation des particules dans l'Univers, les particules perdant de l'énergie durant cette propagation. Le mécanisme privilégié est l'accélération de Fermi pour laquelle les particules sont accélérées lors de leur traversée des hétérogénéités magnétiques : lorsque les particules sont confrontées à un changement de champ magnétique, elles peuvent être réfléchies avec un gain conséquent d'énergie, et ainsi de suite jusqu'à atteindre des énergies extrêmes, c'est l'accélération de Fermi du 1^{er} ordre, le gain en énergie $\delta E/E$ est proportionnel à β (v/c), ce mécanisme a lieu lorsque le mouvement du choc est cohérent. Pour le mécanisme de Fermi du 2^{nd} ordre, la particule rencontre un nuage magnétisé en mouvement, si le choc est frontal, la particule gagne de l'énergie avec un gain proportionnel à β^2. Les mécanismes de Fermi du 1^{er} et du 2^{nd} ordre peuvent expliquer l'accélération des rayons cosmiques galactiques dans les SNRs, de même pour les rayons cosmiques extragalactiques dans les lobes des radio-galaxies, les GRBs et les chocs d'accrétion. Le spectre des rayons cosmiques peut être reproduit sous certaines hypothèses, notamment l'hypothèse de la "particule test", pour laquelle l'effet de pression des rayons cosmiques sur le front de choc est négligé.

La modélisation de l'accélération des rayons cosmiques est complexe, dû notamment à notre méconnaissance des phénomènes magnétiques ayant lieu dans les objets astrophysiques. Dans le cas des magnétars, le mécanisme privilégié est le modèle d'inducteur unipolaire. La rotation rapide de l'étoile à neutrons créée un vent relativiste, la combinaison entre l'énergie rotationnelle créée et les champs magnétiques très intenses du magnétar provoque la création d'un champ électrique. Les chutes de tension présentes dans le milieu permettent l'accélération des particules. D'autres modèles sont listés et brièvement décrits dans [26].

La propagation des RCUHE. Lors de leur propagation de la source jusqu'à la Terre, les rayons cosmiques interagissent avec le fond cosmique : le CMB à haute-énergie et le fond infra-rouge, ultra-violet et optique à plus basse énergie, ainsi qu'avec les champs magnétiques galactiques ou extragalactiques.

L'interaction avec le CMB entraîne la perte d'énergie des particules, ainsi que la modification de leur nature par production de pions, comme présenté dans l'équation 1.1, page 8, ou par production paires $e^+,\ e^-$: $p+\gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p+e^+ +e^-$. Les pertes d'énergie dues à ces deux processus pour les protons sont présentées dans la figure 1.13. Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, aux plus hautes énergies la distance que peuvent parcourir les protons est réduite, les sources de ces rayonnements sont situées dans l'horizon GZK. Rappelons que hormis les protons, seuls les noyaux de fer peuvent parcourir plus d'une dizaine de Mpc sans être désintégrés, comme présenté dans la figure 1.9.

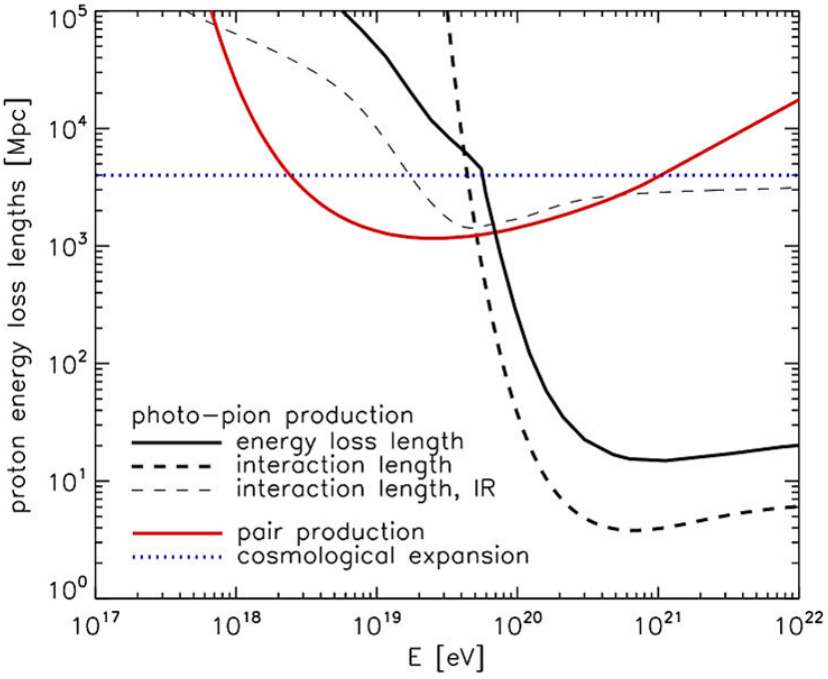


FIG. 1.13 – Longueurs d'atténuation dues aux pertes d'énergie par production de pions et création de paires e^+, e^- pour les protons. La figure est extraite de [26].

L'interaction avec les champs magnétiques entraîne la déviation des rayons cosmiques et augmente le temps nécessaire pour voyager de la source jusqu'à la Terre. Nos connaissances sur les champs magnétiques galactiques et extragalactiques sont faibles, il est donc difficile de modéliser leurs effets sur les rayons cosmiques. La déviation des rayons cosmiques qu'ils provoquent peut être à l'origine du faible taux d'anisotropie observé. De plus, dans le cas ou les RCUHE sont dominés par des noyaux de fer, la déviation provoquée est plus élevée en raison de la rigidité magnétique du fer.

Nous avons pu voir dans cette section que l'étude de la nature des RCUHE est la clé de voûte de l'analyse des RCUHE, la connaissance de ce paramètre permettra d'améliorer significativement notre compréhension des phénomènes de création, d'accélération et de propagation des particules aux énergies extrêmes dans l'Univers. Une meilleure connaissance des modèles hadroniques et des champs magnétiques galactiques et extragalactiques permettra également de contraindre les modèles permettant d'expliquer les différentes étapes du parcours d'un rayon cosmique d'ultra-haute énergie.

Comme nous l'avons vu dans la figure 1.1, le flux décroît d'un facteur 100 quand l'énergie augmente d'un ordre de grandeur dans la région au-dessus du genou. La mesure directe du rayon cosmique primaire via satellites ou ballons devient compliquée à partir de 10^{14} eV, du fait du flux de particules à cette énergie. Cela devient même impossible au-delà de 10^{15} eV. À partir de cette énergie, la mesure des rayons cosmiques s'effectue de manière indirecte via les gerbes atmosphériques qui sont mesurées par des détecteurs au sol. Dans la section suivante, nous présentons les différentes techniques utilisées pour étudier ces gerbes atmosphériques, avec une attention particulière portée à la radio détection des rayons cosmiques qui est le sujet de cette thèse.

1.2 Physique des gerbes atmosphériques : géométrie et techniques de détection usuelles

Lors de sa traversée de l'atmosphère terrestre, le rayon cosmique primaire interagit pour la première fois avec les molécules présentes à une épaisseur d'atmosphère donnée, X_1, appelée longueur de première interaction. Cette interaction produit une cascade de particules secondaires appelée gerbe atmosphérique, comme présenté dans la figure 1.14. Une gerbe atmosphérique peut être divisée en trois composantes distinctes : hadronique, muonique et électromagnétique. L'atmosphère agit ici comme un calorimètre de densité variable.

Dans les premiers instants de la gerbe, les particules créées lors d'interactions élastiques ou inélastiques ayant lieu dans le calorimètre (air), sont principalement des pions (π), des kaons (K) et des fragments nucléaires. Ces derniers constituent la composante hadronique de la gerbe qui se développe le long de son axe, défini par sa direction d'arrivée.

La composante muonique est d'une part alimentée par la décroissance des kaons, et par la décroissance des pions chargés ($\pi^{\pm}$) lorsque leur énergie a suffisamment décru d'autre part. Elle constitue environ 10 % des particules créées lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère.

La composante électromagnétique est celle qui va le plus nous intéresser pour la radio détection des gerbes atmosphériques, elle constitue la composante principale de la gerbe avec environ 90% des particules créées lors de son développement dans l'atmosphère. Plusieurs phénomènes participent à l'alimentation de cette composante : la décroissance des pions neutres engendre la création de paires de gammas qui vont eux-mêmes donner naissance à des électrons et à des positrons. Ces derniers vont à leur tour engendrer des gammas par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) alimentant la cascade électromagnétique. La décroissance des kaons l'alimente également via la production de pions neutres (π^0) et de muons chargés ($\mu^{\pm}$). Lors de ces différentes interactions, des neutrinos sont également produits.

1.2.1 Géométrie de la gerbe

La détection des gerbes atmosphériques, ainsi que la compréhension des données mesurées nécessitent une connaissance précise de la géométrie associée au développement des gerbes dans l'atmosphère. L'étude de cette géométrie permet notamment d'accéder à des observables directement ou indirectement reliées aux caractéristiques du rayon cosmique primaire. Dans cette partie, sont définis les termes reliés à la géométrie de la gerbe auxquels font appel plusieurs analyses présentées plus loin dans ce manuscrit. La figure 1.15 illustre les différentes grandeurs utilisées.

Référentiel au sol. Le référentiel d'étude d'une gerbe au sol est déterminé par son axe, passant par le cœur de la gerbe et de direction parallèle à la direction d'arrivée donnée par les angles zénithaux (θ) et azimutaux (ϕ).

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} \cos\phi \sin\theta \\ \sin\phi \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix}$$

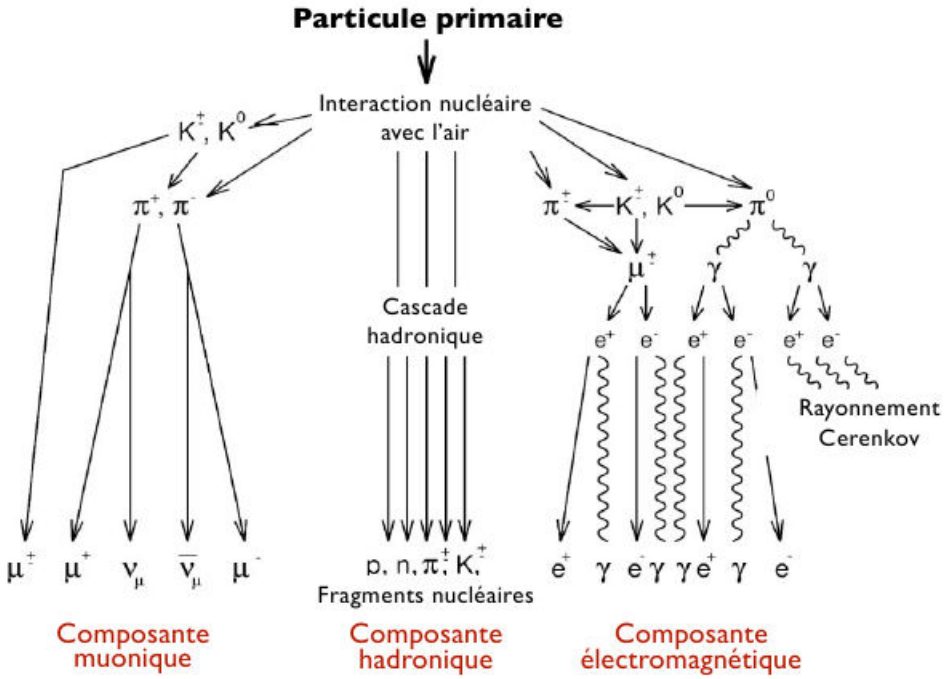


FIG. 1.14 – Développement d'une gerbe hadronique dans l'atmosphère.

Cet axe est perpendiculaire au front de gerbe. Ce dernier représente le front de particules ou de champ électrique, avançant dans l'atmosphère à un instant donné. Il possède une épaisseur de l'ordre du mètre, variant avec la profondeur d'atmosphère traversée et la distance à l'axe, ainsi qu'une courbure. Le champ électrique produit par la composante électromagnétique de la gerbe, voir la section 1.3.1, se déplace selon un front d'onde, différent du front de particules. La courbure de ce front d'onde est toujours en cours d'étude. Dans les analyses présentées au chapitre 4 de ce manuscrit, il est assimilé à un plan, hypothèse réalisée sur la base de la distance importante entre la première interaction du primaire dans l'atmosphère, X_1, et le sol. Celle-ci étant de plusieurs kilomètres, il est possible de considérer en première approximation le front d'onde comme plan. D'autres courbures sont étudiées, notamment les fronts d'ondes sphériques [27], coniques ou hyperboliques [28], le choix de l'une ou l'autre des représentations, ne fait pas consensus dans la communauté radio pour le moment.
On définit ensuite le cœur de la gerbe comme l'intersection entre le sol et l'axe de la gerbe. Il faut là encore, distinguer le cœur particule du cœur radio. Ce dernier, sous l'effet de l'excès de charge est décalé par rapport au cœur radio, ce phénomène est décrit dans la section 1.3.1, page 27.

La direction d'arrivée de la gerbe est obtenue par triangulation en utilisant les temps d'arrivée de la gerbe dans les détecteurs, ainsi que les positions de ces derniers. Un ajustement est réalisé à partir de la modélisation de la courbure choisie pour décrire le front de gerbe ou le front d'onde. Par exemple, dans le cas d'un front d'onde plan avançant à la vitesse de la lumière c, on obtient :

$$t_i = t_0 - \frac{u.x_i + v.y_i}{c} + \delta t_i$$

où t_0 est le temps de passage du plan à l'origine du système de coordonnées, t_i est le temps d'arrivée du front de gerbe dans un détecteur i, δt_i correspond à l'erreur sur la mesure de ce temps d'arrivée, x_i et y_i sont les coordonnées du détecteur et u et v correspondent à la direction d'arrivée de la gerbe avec $u = \cos\phi \sin\theta$ et $v = \sin\phi \sin\theta$.

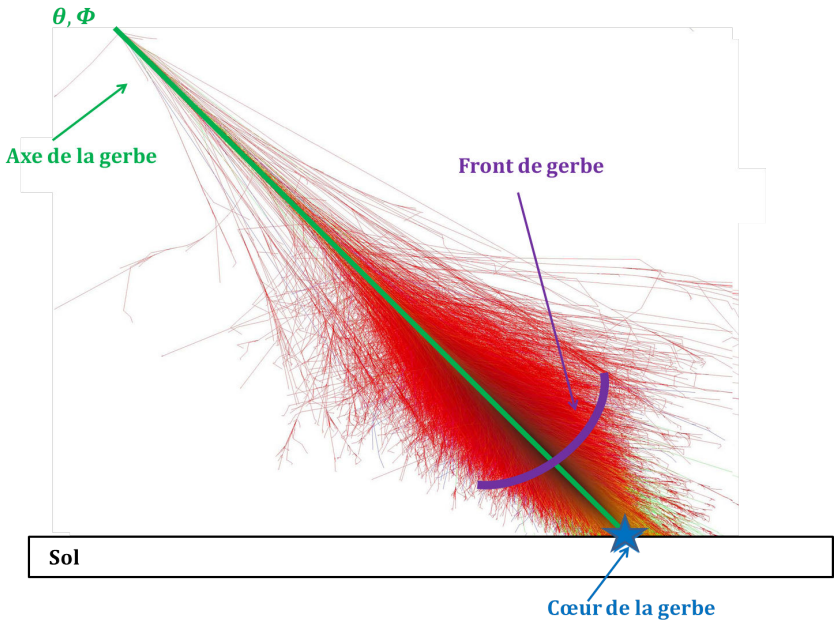


FIG. 1.15 – Référentiel d'étude des gerbes au sol.

Profil longitudinal. Le profil longitudinal, schématisé dans la figure 1.16, décrit le développement de la gerbe dans l'atmosphère par l'expression du nombre de particules par épaisseur d'atmosphère traversée, cette dernière étant exprimée en g/cm^2. On peut voir dans la figure 1.16, qu'après la première interaction du primaire avec l'atmosphère, X_1, le nombre de particules créées dans la gerbe croît rapidement jusqu'à atteindre un maximum, $N_{\max}$. L'épaisseur d'atmosphère correspondant à ce nombre maximum de particules créées est appelée $X_{\max}$ et est exprimée en g/cm^2. Le nombre de particules décroît ensuite jusqu'à l'extinction de la gerbe. Le stade de développement d'une gerbe, est appelé l'âge de la gerbe ; il est noté s. Cette variable est fonction du nombre de particules créées dans la gerbe, qui lui-même dépend de la nature du primaire. Pour les rayons cosmiques (gerbe hadronique), l'âge de la gerbe est donné par la formule suivante :

$$s = \frac{3X}{X + 2X_{\max}} \tag{1.2}$$

On peut voir au travers de cette description, que le développement de la gerbe dans l'atmosphère, et donc le profil longitudinal associé, est fortement dépendant de la longueur de première interaction. En effet, plus une particule interagit profondément dans l'atmosphère, plus son X_1 est élevé, le maximum de particules sera donc situé plus profondément dans l'atmosphère. Or, la longueur de

première interaction dépend de la masse de la particule incidente, la section efficace des protons dans l'atmosphère étant en effet plus faible que celle associée au fer, ce dernier se développera plus tôt dans l'atmosphère. Une discrimination des gerbes selon la nature du rayon cosmique primaire est théoriquement possible en mesurant avec une statistique élevée des observables telles que le $X_{\max}$ ou le $X_{\max}^{\text{prod}}$, et en les comparant aux résultats de simulations. $X_{\max}^{\text{prod}}$ correspond à l'épaisseur d'atmosphère pour laquelle le taux de production de particules par unité de profondeur est maximal, ce qui pourrait correspondre au maximum de champ électrique produit [29].
Dans la pratique, la discrimination entre une gerbe initiée par un proton ou par un noyau de fer est rendue difficile par les fluctuations statistiques. Le profil longitudinal peut être décrit par différentes paramétrisations. Celle utilisée à l'observatoire Pierre Auger est la paramétrisation Gaisser-Hillas [30], elle décrit le nombre de particules électromagnétiques produites dans la gerbe, N_e, (la composante électromagnétique comptant pour 90 % des particules créées dans gerbe), en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée, X, et s'exprime comme suit :

$$N_e(X) = N_{\max}\left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0}\right)^{\frac{X_{\max}-X_0}{\lambda}} \exp\left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda}\right) \tag{1.3}$$

Avec la fonction de Gaisser-Hillas, le développement de la gerbe est décrit par 4 paramètres : X_0 et λ sont des facteurs de forme, respectivement dépendants de la masse et de l'énergie du primaire, le nombre maximal de particules électromagnétiques créées dans la gerbe, $N_{\max}$, et l'épaisseur d'atmosphère associée, $X_{\max}$. L'intégrale de la fonction de Gaisser-Hillas est proportionnelle à l'énergie totale de la gerbe.

Le nombre de muons présents dans la gerbe permet également d'obtenir des informations sur la masse du rayon cosmique l'ayant initiée. En effet, plus cette masse est élevée et plus l'interaction d'un noyau lourd avec l'atmosphère donne naissance à une composante hadronique importante. Cette dernière alimentant la composante muonique, le nombre de muons présents dans la gerbe est plus important pour un noyau de fer que pour un proton.

Distribution latérale. La distribution latérale représente l'étalement de la gerbe autour de son axe. Il s'agit du nombre de particules sur le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe. Pour les détecteurs de surface, la distribution latérale est étudié au sol, au niveau des détecteurs. Dans ce cas, la densité de particules est mesurée en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, comme présenté sur le schéma de la figure 1.16. L'intégrale de la distribution latérale est proportionnelle à l'énergie du primaire. Comme pour le profil longitudinal, des paramétrisations sont utilisées pour décrire la distribution latérale.

Les gerbes atmosphériques initiées par des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie sont détectées via trois observables principales : les particules de la gerbe atteignant le sol, détectées par des réseaux de surface, la lumière de fluorescence, détectée par des télescopes UV et le signal radio émis par les gerbes durant leur développement dans l'atmosphère. Dans cette thèse, nous nous intéressons principalement à cette dernière, qui est détaillée dans la section 1.3.1. Les deux premières sont quant à elles brièvement décrites dans les sections 1.2.2 et 1.2.3.

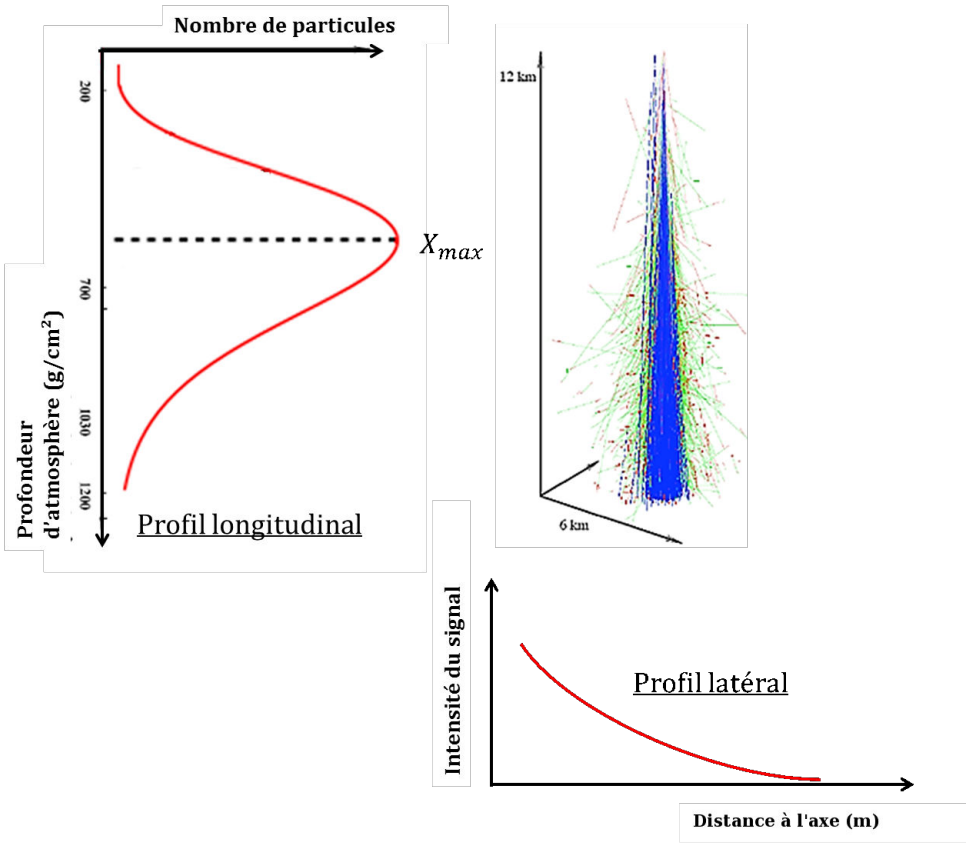


FIG. 1.16 – Illustration du profil longitudinal et du profil latéral d'une gerbes.

1.2.2 Les particules au sol

La mesure des particules de la gerbe atteignant le sol est la technique la plus employée pour étudier les RCUHE. Les particules de la gerbe sont mesurées par des détecteurs au sol déployés sur des surfaces importantes. Ces derniers mesurent le profil latéral de la gerbe au sol. Cette surface ainsi que le pas du réseau déterminent son seuil en énergie. Lorsqu'une gerbe est détectée par un réseau de surface, elle est échantillonnée dans les détecteurs. On trouve deux types de détecteurs : les scintillateurs et les cuves Cherenkov. Les scintillateurs sont généralement faits de plaques de plastique scintillant de quelques m^2 mesurant les particules chargées de la gerbe. L'acceptance de ces détecteurs est limitée par leur forme, la détection de gerbes est limitée à $\theta > 45°$. Les scintillateurs ont l'avantage d'être facilement déployés, contrairement aux cuves Cherenkov très lourdes, remplies d'eau pure. Mais ces dernières étant cylindriques, elles peuvent mesurer des gerbes plus inclinées que les scintillateurs. Ces détecteurs bénéficient d'un cycle utile de 100 %. Les réseaux de surface permettent d'accéder à la direction d'arrivée du primaire, par triangulation, et permettent également d'accéder à son énergie. Ces deux quantités sont reconstruites en faisant l'hypothèse d'une symétrie axiale de la gerbe dans son plan transverse. Cette hypothèse est valide pour des gerbes peu inclinées ($\theta < 60°$). Au-delà des corrections géométriques fines sont à prendre en compte. Les réseaux de surface ne donnent pas un accès direct au développement de la gerbe et par conséquent pas d'information directe sur la nature du primaire. Néanmoins, comme nous l'avons vu précédemment, le nombre de muons produits lors

du développement de la gerbe, est un indicateur de la nature du primaire. La détection des muons permet donc d'obtenir des informations sur la composition des rayons cosmiques.

1.2.3 La lumière de fluorescence

Lorsqu'une gerbe se développe, les particules secondaires la composant interagissent avec les molécules d'azote présentes dans l'atmosphère. La désexcitation de ces molécules s'effectue ensuite de manière isotrope dans l'UV. Cette lumière est collectée par de grands miroirs composant les télescopes, puis est renvoyée à des photo-multiplicateurs. Cette technique permet de mesurer le développement complet de la gerbe dans l'atmosphère, son profil longitudinal, et donc d'accéder à des variables sensibles à la masse du primaire. Elle permet également de connaître le nombre de particules présentes tout au long du développement. Cette mesure calorimétrique de la gerbe permet de reconstruire l'énergie du primaire. Cette technique est très performante mais souffre d'un cycle utile faible, les mesures ne pouvant être effectuées que les nuits sans lune et sans intempéries. La détection de la lumière de fluorescence est très dépendante des conditions climatiques. Cette lumière étant sensible à la composition de l'atmosphère à un instant donné, un monitoring permanent de l'atmosphère est nécessaire.

1.3 Physique des gerbes atmosphériques : le signal radio

1.3.1 Le signal radio dans le domaine du MHz

Comme nous l'avons vu précédemment, la gerbe est composée à 90 % de particules électromagnétiques. Celles-ci entraînent, via différents mécanismes, l'émission d'un champ électrique pouvant être détecté au sol, notamment dans le domaine du MHz, domaine de fréquence dont fait l'objet cette thèse. Les avancées technologiques ayant eu lieu entre les années 1960 et 2000, notamment en ce qui concerne l'électronique, ont permis de relancer l'intérêt de la radio détection des gerbes. À cette époque deux expériences ont réouvert la voie : CODALEMA [31] et LOPES [32]. Comme nous allons le voir dans la suite, le champ électrique mesuré au sol dans le MHz, permet de caractériser le rayon cosmique primaire via la sensibilité du champ électrique émis par les gerbes aux profils latéral et longitudinal, ce qui en fait une technique prometteuse pour l'étude de la masse du primaire. Comme c'est le cas pour la détection des particules au sol, la direction d'arrivée est obtenue par triangulation en utilisant les temps d'arrivée de la gerbe sur les stations radio et les positions de ces dernières. L'accès à la distribution latérale permet également d'établir des estimateurs d'énergie radio.

Historique

Dans cette section sont présentées de manière brève et non exhaustive les avancées majeures de la radio détection avant les années 2000, détaillés dans [33, 34] ou [35].

Les premiers pas vers la radio détection des rayons cosmiques furent effectués par B. Lovell et P.M.S Blackett (Université de Manchester) en 1940. Leurs travaux portaient sur l'étude des rayons cosmiques via l'utilisation de chambres de Wilson. En parallèle de ces travaux, ils durent développer des radars pour participer à l'effort de guerre. Lors de ces développements, ils observèrent des échos rapides et brefs. Ils émirent alors l'hypothèse que ces signaux pourraient correspondre au développement des gerbes atmosphériques dans l'atmosphère. Il fallut attendre la fin de la guerre pour infirmer

cette hypothèse, en effet, le site de Manchester sur lequel était installé le radar militaire était pollué par du bruit électromagnétique empêchant l'analyse précise du phénomène. Le radar fut déplacé dans une zone plus isolée : Jodrell Blank. Il s'avéra que les échos radar mesurés correspondaient en fait à des météorites, cette observation a conduit au développement de nombreuses recherches dans le domaine.
La découverte de la détection des gerbes via la lumière Cherenkov, proposée par P.M.S Blackett et confirmée expérimentalement par J. V. Jelley et W. Galbraith [36], ont conduit J. V. Jelley à supposer l'existence d'un phénomène similaire dans le domaine radio. Il était tout de même pessimiste, à cette période la gerbe était en effet supposée compter autant de charges négatives que positives conduisant à des interférences destructives du signal.
En 1962, le théoricien G. Askaryan démontre [37] qu'il doit exister un excès de charges négatives dans la gerbe dû à l'annihilation des positrons, ainsi qu'à l'effet Compton, comme présenté dans la section suivante. Selon son étude, l'excès de charge négatives dans la gerbe est de l'ordre de 10 %. Cette théorie leva le pessimisme de l'hypothèse de J. V. Jelley, le nombre de charges négatives et positives étant différents, l'émission du signal radio est créée de manière cohérente dans le MHz, rendant la détection plus aisée avec une puissance proportionnelle au carré du nombre de particules présentes dans la gerbe.
Le premier réseau de radio détection des rayons cosmiques est installé par J. V. Jelley et F. G. Smith à Jodrell Bank en 1964 [38]. Le réseau était constitué de dipôles déclenchés par des compteurs Geiger. Plus tard ces derniers ont été remplacés par des scintillateurs. 4500 gerbes ont été détectées par les scintillateurs ou les compteurs Geiger, dont 11 ont été également détectées par le réseau de dipôles. Il s'agit de la première preuve de la faisabilité de la radio détection des rayons cosmiques. Au cours des années suivantes de nombreuses expériences se sont succédées.
En 1966, F. D. Kahn and I. Lerche publient un article de référence sur les mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes [39]. Dans ce papier, sont décrits les mécanismes d'excès de charges, ainsi que les mécanismes dus à l'effet géomagnétique : création d'un courant transverse et création de dipôles électriques (négligeable sauf pour un observateur proche de l'axe, à haute fréquence). Ils montrèrent notamment que le mécanisme dominant est le courant transverse.
En 1971, H. Allan compila les données d'une centaine de gerbes détectées par l'expérience Haverah Park [40]. Les résultats de l'analyse confirmèrent la dominance de l'effet géomagnétique. La proportionnalité de l'amplitude du champ électrique mesuré avec $\sin\alpha$, α étant l'angle entre la direction d'arrivée du rayon cosmique et la direction du champ géomagnétique $\vec{B}$, a été observée pour la première fois. H. Allan a également montré dans ce papier la proportionnalité de l'amplitude du champ électrique mesuré avec l'énergie du primaire. Il propose alors la première paramétrisation du profil latéral radio donnant la relation entre l'amplitude du champ électrique et la distance à l'axe de la gerbe :

$$\epsilon = 20\frac{E}{10^{17}\ \text{eV}}\sin\alpha\cos\theta\exp\left(-\frac{d}{d_0}\right)\ \mu\text{Vm}^{-1}.\text{MHz}^{-1} \tag{1.4}$$

Les premiers tests de radio détection en déclenchement autonome (sans détecteurs de particules additionnels) ont été réalisés au milieu des années 60 à l'UCD[7]. Les limitations technologiques de l'époque ont rendu les mesures difficiles. Les avancées dans les domaines de l'électronique rapide et de la datation GPS ont permis dans les années 2000 de relancer l'intérêt pour cette technique de détection des gerbes atmosphériques.

[7]University College of Dublin

Les mécanismes d'émission

Lors du développement de la gerbe, différents mécanismes impliquant les particules électromagnétiques la composant engendrent la création d'un champ électrique. Les expériences actuelles confirment l'existence de deux mécanismes d'émission principaux : l'effet géomagnétique et l'excès de charge. Le champ électrique créé évolue avec le nombre de particules électromagnétiques présentes dans la gerbe à un instant donné.

Effet géomagnétique. L'effet géomagnétique a été initialement proposé par F. D. Kahn et I. Lerche dans les années 60 comme mécanisme dominant de l'émission du champ électrique par les gerbes. Le champ géomagnétique et donc la force de Lorentz, agit sur les particules chargées de la gerbe. Les charges positives et négatives sont systématiquement séparées, engendrant la création d'un courant transverse, $\vec{j}$, et de dipôles électriques (ce mécanisme étant négligeable, sauf pour un observateur proche de l'axe). Le courant transverse créé est la somme des courants transverses individuels de chaque électron et positron de la gerbe [41] :

$$j(x,y,z,t) = \int < v_d \cdot q > e\bar{\rho}_e(x,y,z,h)\mathrm{d}h \tag{1.5}$$

Dans cette équation $< v_d \cdot q >$ traduit la séparation systématique des charges négatives ($q = -1$) et positives ($q = 1$) dans des directions opposées. $\bar{\rho}_e(x,y,z,h)$ est la densité d'électrons et de positrons. Et v_d est la vitesse de dérive de ces derniers, elle correspond à la moyenne des vitesses d'une particule sur sa trajectoire complète, elle vaut la moitié de la valeur de la composante transverse de la vitesse v_t. Cette dernière vaut $c \cdot \theta_d$, avec θ_d l'angle de déflexion, dans le cas où $\sin(\theta) \ll 1$ ou si la composante transverse de la vitesse est très inférieure à la composante longitudinale. On a $\theta_d = L/R_B$ où L est le libre parcours moyen et R_B est le rayon de courbure de l'électron, tel que $R_B = \frac{\beta\gamma mc}{eB_E}$ avec B_E la magnitude du champ géomagnétique. Ce courant transverse est le mécanisme dominant de création du champ électrique par les gerbes.

Le champ électrique créé par l'effet géomagnétique est polarisé linéairement selon $-\vec{v} \wedge \vec{B}$. La norme de ce champ électrique est également proportionnelle à $|\vec{v} \wedge \vec{B}|$. L'amplitude du champ électrique mesurée par les stations radio augmente donc avec cette valeur, de même que la probabilité de les détecter. Comme le champ géomagnétique est orienté selon la direction nord-sud, l'intensité du champ électrique est plus élevée en polarisation est-ouest. Un excès d'évènements dans la direction opposée à celle du champ géomagnétique est également observé.L'action du champ géomagnétique sur les particules chargées de la gerbe, ainsi que la polarisation du champ électrique induite par cette action sont présentées dans la figure 1.17.

Depuis les années 2000 et le renouveau de la radio détection des rayons cosmiques, la dominance de l'effet géomagnétique a été observée de nombreuses fois, dans l'hémisphère nord par CODALEMA [42] comme présenté dans la figure 1.18 et dans l'hémisphère sud par RAuger, MAXIMA et AERA, dont les résultats sont présentés dans les sections 2.1.1 et 2.6.1.

Excès de charge. L'excès de charge a été prédit théoriquement au début des années 60 par G. Askaryan, puis est resté de nombreuses années sans être observé expérimentalement. Ce mécanisme d'émission est dû à l'excès d'électrons dans la gerbe. En effet, l'annihilation des positrons de la gerbe

FIG. 1.17 – À gauche : action du champ géomagnétique sur les particules chargées de la gerbe. Un courant transverse perpendiculaire au champ électrique est créé par la séparation systématique des charges positives et négatives, ce courant est la somme des courants transverses individuels des particules composant la gerbe. L'effet du champ géomagnétique induit également la création de dipôles. À droite : champ électrique induit par l'effet géomagnétique mesuré au sol. On observe une polarisation linéaire dans la direction de $-\vec{v} \wedge \vec{B}$.

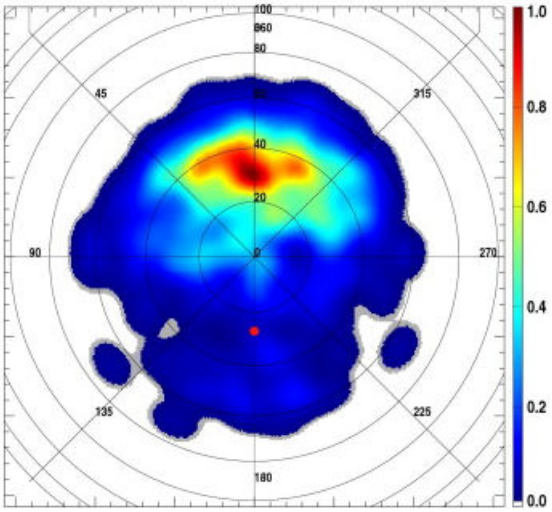


FIG. 1.18 – Distribution des directions d'arrivée d'évènements vus par CODALEMA. Comme attendu du comportement de l'effet géomagnétique, un excès d'évènements est observé en provenance du nord, dans la direction opposée à celle du champ géomagnétique à Nançay, indiqué par le point rouge. La figure est extraite de [42].

ainsi que la création d'électrons induite par les effets Compton, Bhabha et Moeller, dont les diagrammes de Feynman sont présentés dans la figure 1.19, entraînent un déséquilibre entre charges positives et négatives. Lors du développement de la gerbe, ces trois effets arrachent des électrons au milieu, entraînant la création d'électrons libres qui peuplent la composante négative de la gerbe. Ces électrons libre peuvent se déplacer avec des vitesses relativistes $\beta = v/c > 1$, il en résulte un rayonnement radio de type Cherenkov, cohérent dans le domaine du MHz. Cette contribution est visible dans

le deuxième terme de l'équation 1.6 issue du code SELFAS.

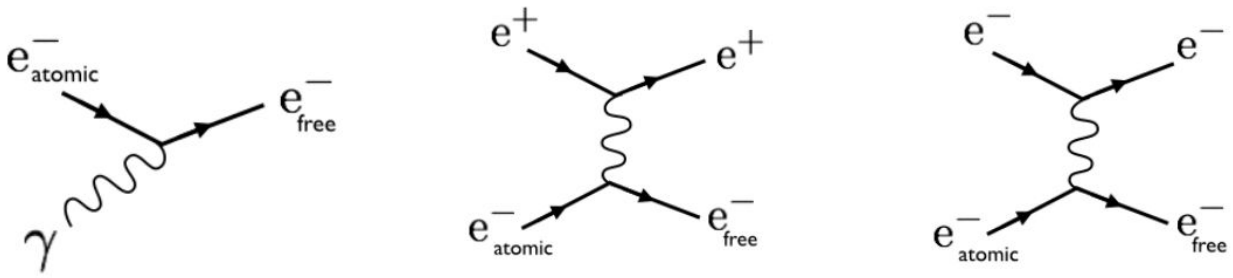


FIG. 1.19 – De la gauche vers la droite : diagrammes de Feynman des effets Compton, Bhabha et Moeller. Lors de ces trois effets, des électrons sont arrachés au milieu entraînant la création d'électrons libres qui peuplent la composante négative de la gerbe.

Au sol, la polarisation créée par l'excès de charge négatives dans la gerbe est radiale selon l'axe de la gerbe, cet effet est illustré dans la figure 1.20.

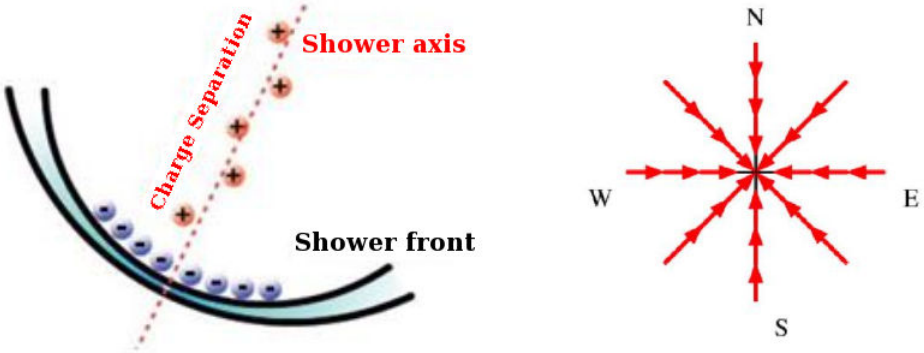


FIG. 1.20 – À gauche : création d'un excès de charges négatives lors du développement de la gerbe, les positrons se recombinent avec les électrons du milieu et via les effets Compton, Bhabha et Moeller des électrons sont arrachés au milieu entraînant la création d'électrons libres qui peuvent atteindre des vitesses relativistes. À droite : champ électrique induit par l'excès de charge mesuré au sol. On observe une polarisation radiale selon l'axe de la gerbe.

Ces dernières années, des confirmations expérimentales ont été apportées, attestant de la présence d'un mécanisme secondaire à l'effet géomagnétique, polarisé radialement selon l'axe de la gerbe, comme attendu du comportement du champ électrique induit par l'excès de charge.

Tout d'abord, un décalage systématique des cœurs radio et particule est observé dans les données CODALEMA-2 (voir la thèse de V. Marin [29]). Ce décalage s'explique par la superposition des figures de polarisation engendrées par l'effet géomagnétique et l'excès de charge. Selon la position d'observation de la gerbe, cette superposition peut être soit constructive, soit destructive comme

présenté dans la figure 1.21.

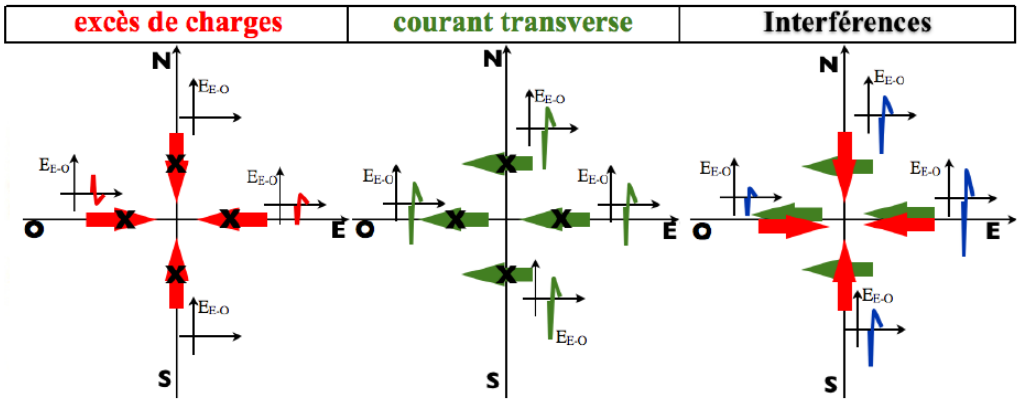


FIG. 1.21 – Illustration du champ électrique mesuré au sol, pour l'excès de charge (à gauche), l'effet géomagnétique (au centre) et pour la superposition des polarisations de ces deux effets (à droite). Pour chaque figure sont présentées les amplitudes du champ électrique obtenu en polarisation EO pour 4 antennes situées dans chaque cadran à égale distance de l'axe de la gerbe.

Le décalage de cœur radio par rapport au cœur particule a été observé dans les données CODALEMA et confirmé par la simulation, avec le code SELFAS décrit dans la suite. 315 gerbes ont été utilisées pour cette étude, elles correspondent aux évènements CODALEMA sélectionnés par diverses coupures qualité détaillées dans [29] concernant notamment l'énergie, la multiplicité ou la distance à l'axe de la gerbe. Ces évènements ont été détectés en coïncidences temporelle et angulaire par les stations et les scintillateurs CODALEMA. Les cœurs particules reconstruits par les scintillateurs ont été comparés avec des simulations SELFAS effectuées avec ou sans excès de charge ajouté à l'effet géomagnétique. Dans le cas d'une émission géomagnétique pure (sans excès de charge), les cœurs radio et particule sont superposés en moyenne ; lorsque l'excès de charge est ajouté, un décalage systématique du cœur radio vers l'est est observé. Pour ces 315 gerbes, les cœurs radio ont été reconstruits expérimentalement et comparés aux cœurs particules, comme présenté dans la figure 1.22. Comme pour les simulations effectuées en supposant l'émission du champ électrique engendré par la superposition de l'effet géomagnétique et de l'excès de charge, un décalage du cœur radio vers l'est est observé, confirmant la présence de ce mécanisme secondaire.

La signature de l'excès de charge a également été observée dans les données MAXIMA et AERA via l'étude de la polarisation du champ électrique par les stations radio. Cette étude est détaillée dans la section 2.6.1, elle confirme la présence d'un mécanisme secondaire à l'effet géomagnétique, radial selon l'axe de la gerbe, comme c'est le cas pour l'excès de charge. Cette étude montre que les données sont bien décrites par un modèle basé sur la présence de l'effet géomagnétique et de l'excès de charge. La proportion moyenne de ce dernier dans l'émission du champ électrique a également été quantifiée à 14 % pour l'observatoire Pierre Auger comme présenté dans la section 2.6.1, page 78.

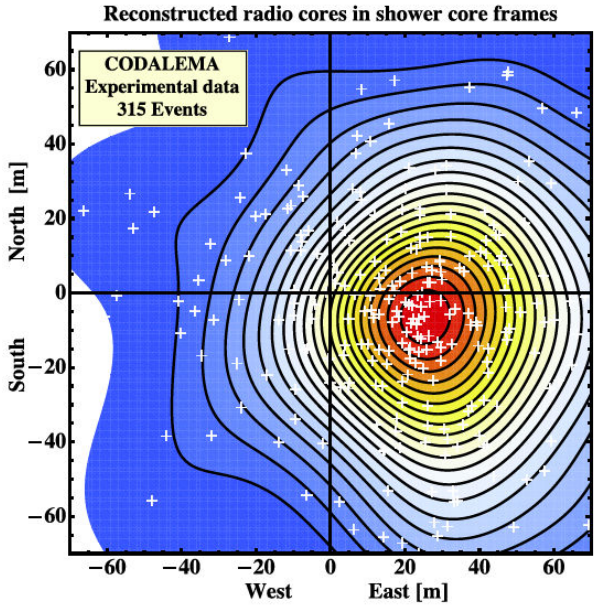


FIG. 1.22 – Positions relatives des cœurs radio par rapport aux cœurs particule pour 315 gerbes CODALEMA (croix blanches). Chaque cœur particule est centré en (0,0). Le code couleur représente la densité de cœurs radio à un endroit donné de la carte. On observe un décalage systématique du cœur radio vers l'est. La figure est extraite de [43].

Le profil latéral radio

Le profil latéral radio décrit l'évolution du champ électrique en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Comme nous l'avons vu précédemment, la première paramétrisation du profil latéral radio, un profil exponentiel, a été proposée par H. Allan. Récemment, il est apparu clairement dans les données expérimentales qu'une proportion non négligeable des gerbes ne pouvait pas être décrite par un tel profil [44, 45]. Pour ces gerbes, un aplatissement du profil proche de l'axe est observé, notamment par l'expérience LOFAR brièvement décrite dans la section 1.4.2. Dans ce cas, la description du profil latéral par un ajustement à une dimension, la distance à l'axe, n'est plus appropriée pour décrire ces évènements ; un ajustement 2D, constitué d'une double gaussienne a été développé par la collaboration LOFAR comme présenté dans [46].

Sensibilité à l'énergie du rayon cosmique primaire

Le champ électrique émis par les gerbes étant proportionnel au nombre de particules chargées la composant, il est possible de relier l'amplitude du champ électrique mesuré à l'énergie du primaire. Comme décrit plus haut, cette propriété est liée à la notion de cohérence du champ électrique produit. En effet, dans le domaine du MHz, le rayonnement est cohérent car la taille du front de gerbe (de l'ordre du mètre) est inférieure à la longueur d'onde, la puissance du signal produit est donc proportionnelle au carré du nombre de particules présentes dans la gerbe à instant donné. Nous avons vu précédemment que H. Allan propose une variation linéaire de l'amplitude du champ électrique émis par les gerbes avec l'énergie du rayon cosmique primaire [40]. Celle-ci est observée par les expériences modernes présentées dans la section 1.4.2 : CODALEMA [47] et LOPES [48] pour l'hémisphère nord et RAuger [49] et

AERA [50] pour l'hémisphère sud. Pour ces deux dernières, les résultats sont présentés respectivement dans les sections 2.1.1 et 2.6.2.

Sensibilité à la masse du rayon cosmique primaire

La corrélation entre la masse du primaire et le champ électrique est prédite avec des simulations. Toutefois, la première indication expérimentale a été apportée en 2012 par l'expérience LOPES. Parmi les différentes voies explorées pour étudier la masse du primaire à partir du signal radio émis par les gerbes, on peut citer de manière non exhaustive :

- le pulse de mort subite prédit par SELFAS [51]. Il est créé lorsque les électrons et positrons secondaires de la gerbe atteignent le sol, la décélération rapide de ces particules entraîne l'émission d'un champ électrique cohérent en-dessous de 20 MHz. Ce signal, permettant d'accéder au timing absolu de la gerbe, est sensible au maximum de production de signal radio : $X_{\max}^{\text{prod}}$, lui même sensible à la nature du primaire.

- le spectre en fréquence. Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.1, un proton interagit plus profondément dans l'atmosphère qu'un noyau fer, ceci est lié à leur section efficace respectives dans l'air, il en résulte la création d'un signal radio plus court pour le fer que pour le proton. Un signal radio transitoire plus court entraîne une contribution à haute-fréquence plus forte que dans le cas d'un signal radio transitoire plus long. Une étude préliminaire de cette dépendance basée sur l'étude des données AERA et de simulations Monte-Carlo est présentée dans [52].

- le rayon de courbure du front d'onde radio. Cette technique est utilisée par l'expérience LOPES à partir de données et de simulations CoREAS (présenté dans la section suivante). Dans [53], le front d'onde radio est ajusté par un cône d'angle ρ. Les simulations CoREAS montrent que cet angle ρ est dépendant de la distance au maximum de la gerbe $R_{\max}$ et par conséquent de la masse du rayon cosmique primaire.

- la dépendance de la pente du profil latéral radio à la pseudo-rapidité[8] des muons. Il s'agit à ce jour de la seule indication expérimentale de la dépendance du champ électrique émis par les gerbes au profil longitudinal de la gerbe ; elle a été apportée en 2012 par l'expérience LOPES [54]. Celle-ci était installée au sein du détecteur de surface de l'expérience KASCADE-Grande permettant la mesure de la pseudo-rapidité des muons (dépendante de l'impulsion des muons). Cette observable est dépendante de la masse du rayon cosmique primaire : plus la pseudo-rapidité est grande, plus la gerbe s'est développée tôt dans l'atmosphère et plus le rayon cosmique primaire est lourd. Elle apparaît fortement corrélée à la pente du profil latéral du signal radio. On peut donc en déduire la dépendance de celle-ci à la nature du primaire.

On peut voir au travers de ces différents résultats que de nombreuses avancées vers l'identification de la nature du rayon cosmique primaire à partir du signal radio émis par les gerbes ont été atteintes. Dans cette optique, l'observatoire Pierre Auger offre un environnement très favorable pour ce type d'analyse, on peut en effet comparer le signal radio mesuré par les stations d'AERA avec les 7 té-

[8] $\eta = \frac{1}{2}\log\left(\frac{p-p_L}{p+p_L}\right)$ avec p la norme de l'impulsion du muon et p_L la composante de l'impulsion selon l'axe du la gerbe

lescopes à fluorescence situés à proximité du réseau comme présenté dans la section 1.4.1. Plusieurs études sont en cours sur le sujet dans le groupe AERA, le dernier chapitre de cette thèse est notamment dédié à l'étude de la corrélation temporelle entre le profil longitudinal mesuré via les télescopes à fluorescence et le champ électrique mesuré par AERA. Ce profil longitudinal est en effet sensible à la nature du rayon cosmique primaire, notamment via l'observable $X_{\max}$.

La simulation du champ électrique

La création de modèles d'émission du champ électrique par les gerbes est très importante car elle permet via leur comparaison aux données d'améliorer notre compréhension des différents mécanismes prenant part à la création du champ électrique, comme nous le verrons dans la section 2.6.1.

Deux approches distinctes sont utilisées pour décrire le champ électrique émis par les gerbes :

- l'approche macroscopique pour laquelle les contributions des différents électrons de la gerbe sont superposées afin d'obtenir la charge et la densité de courant macroscopique de la gerbe. Celle ci est utilisée dans les codes MGMR [55] et sa seconde version EVA [56]. Dans EVA, la gerbe est modélisée à partir de CONEX [57].

- l'approche microscopique où les particules sont traitées individuellement, le champ électrique total est ensuite obtenu en sommant toutes ces contributions. Cette approche est utilisée dans les codes SELFAS [58], REAS [59], ZHAires [60] et CoREAS [61]. Pour REAS et CoREAS, la gerbe est obtenue avec des simulations CORSIKA [62], tandis que AIRES [63] est utilisé par ZHAires. Pour SELFAS la création de la gerbe est basée sur le principe d'universalité décrit dans [64] fournissant une paramétrisation permettant de décrire les différentes caractéristiques des particules secondaires : distribution en énergie, distribution latérale ...

Les dates de création de ces différents modèles sont illustrées dans la figure 1.23.

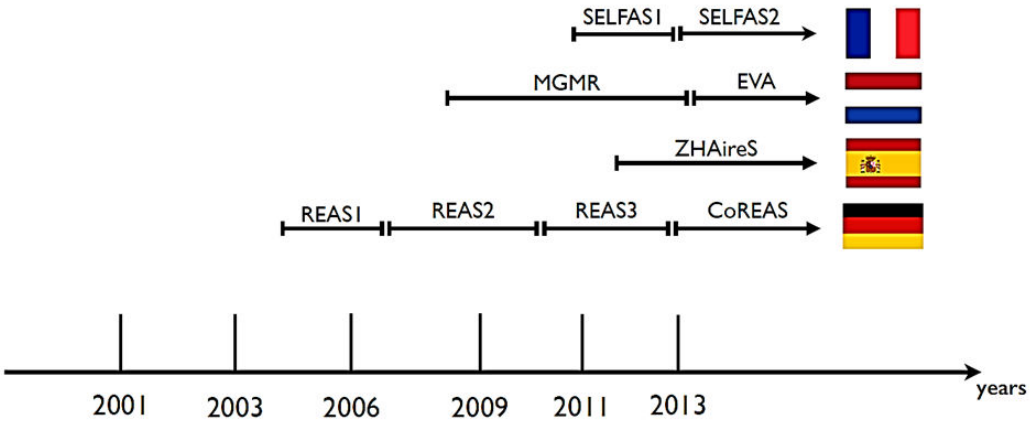


Fig. 1.23 – Frise chronologique des codes de simulation du champ électrique par les gerbes. La figure est extraite de [65].

Les approches microscopiques sont toutes basées sur les équations de l'électrodynamique classique.

Pour illustration, l'équation du champ électrique d'une source à la position $\vec{x}$ au temps t utilisée par le modèle SELFAS, détaillée dans [58], est donnée ci-dessous :

$$\vec{E}(\vec{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}\left\{\sum_{i=1}^{\zeta}\left[\frac{\vec{n}q(t_{ret})}{R^2(1-\eta_i\vec{\beta}\vec{n})}\right]_{ret} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{\zeta}\left[\frac{\vec{n}q(t_{ret})}{R(1-\eta_i\vec{\beta}\vec{n})}\right]_{ret} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{\zeta}\left[\frac{\vec{v}q(t_{ret})}{R(1-\eta_i\vec{\beta}\vec{n})}\right]_{ret}\right\} \tag{1.6}$$

où ζ est le nombre de particules pour lesquelles $\vec{r}_{ret}$ et t_{ret} vérifient $t = t_{ret} + \frac{|vecx-\vec{r}_{ret}|}{c}$, $\vec{R} = \vec{x} - \vec{x'}$ avec $\vec{x'}$ la position de la source au temps retardé t_{ret}, $\vec{n} = \vec{R}/R$ est le vecteur unitaire entre la source et l'observateur, η est l'indice de réfraction de l'air variant avec l'altitude et q est la charge de la particule.

Les différentes contributions au champ électrique émis par les gerbes sont visibles dans cette équation : le premier terme correspond à la contribution statique des particules, le second correspond à la variation de charges et le troisième correspond à la variation temporelle des courants.

Les pulses radio prédits en utilisant les modèles macroscopiques sont bipolaires, dans les premières versions de la plupart des modèles microscopiques, les pulses étaient prédits monopolaires. Pour ceux-ci, une contribution était manquante, la variation de charge due à le mise en mouvement et au freinage des particules n'était pas prise en compte dans le calcul, les particules avaient alors une durée de vie infinie. Après ajout de ce terme, les approches microscopiques prédisaient également des pulses bipolaires, en accord avec l'approche macroscopique.

La composante électromagnétique de la gerbe est produite de différentes manières selon les codes, elle peut être obtenue par tirage Monte-Carlo. Dans ce cas, les paramètres caractéristiques de la gerbe sont extraites, par tirage Monte-Carlo, de la gerbe générée avec des codes tel que CORSIKA ou AIRES, comme c'est le cas pour CoREAS, ZHAires et REAS. Pour les autres, une paramétrisation est utilisée afin d'extraire les paramètres de la gerbe. Pour SELFAS, par exemple, la paramétrisation de GIL[9] [66] est utilisée, notamment pour la distribution en énergie et en impulsion des particules. Récemment, CONEX a été intégré dans SELFAS dans le but d'accéder à une description plus récente du profil longitudinal et à des modèles d'interaction à haute énergie. Hormis pour MGMR, l'atmosphère est modélisée dans ces codes par de multiples couches décrites à partir d'un profil exponentiel de densité de l'air et l'indice de réfraction de l'air suit cette densité.

De nombreux efforts de comparaison de ces différents modèles ont été réalisés ces dernières années. Désormais, des résultats en très bon accord sont obtenus entre les différentes approches. La seule différence persistant concerne le comportement du champ électrique proche de l'axe, ce dernier est prédit de plus forte intensité par les modèles macroscopiques que par les modèles microscopiques. La comparaison aux données permettra dans un futur proche de trancher sur le comportement du champ électrique émis par les gerbes proche de l'axe.

1.3.2 Le signal radio dans le domaine du GHz

Le champ électrique émis par l'effet géomagnétique et l'excès de charge est amplifié par la prise en compte d'un indice de réfraction de l'air réaliste avec l'altitude engendrant une compression temporelle

[9] Greisen-Ilina-Linskey

sur le deuxième terme de l'équation 1.6, un signal émis pendant plusieurs microsecondes est reçu au niveau d'un observateur au sol en quelques nanosecondes seulement. Une contribution liée à ce phénomène est attendue dans le domaine du GHz. Une autre contribution, provenant du bremsstrahlung moléculaire (MBR) mesurée par P. W. Gorham et al sous faisceau [67], est attendue à ces fréquences. Le rendement micro-onde mesuré P. W. Gorham et al est de $\log_{10} I \simeq -14,75$ W/m^2/Hz. Le MBR serait due à l'interaction des électrons de basse énergie avec les molécules de l'air. Ce signal est attendu entre 1 et 10 GHz, isotrope et non polarisé. Les données de la collaboration CROME [68] sont bien décrites par des simulations CoREAS prenant en comptent l'effet géomagnétique et l'excès de charge sans ajout du MBR. La composante principale du champ électrique mesuré était en effet polarisée. Une limite préliminaire sur le rendement micro-onde est obtenue par CROME : $Y_{MW} < 0,410^{-18}$ Hz^{-1} à 95 % de confiance [69], incompatible avec les mesures de P. W. Gorham et al. Les résultats des expériences de radio détection dans le domaine du GHz installées au sein de l'observatoire Pierre Auger sont présentés dans la section 1.4.1.

1.4 Détection des RCUHE

1.4.1 L'observatoire Pierre Auger

L'observatoire Pierre Auger, en prise de données depuis 2004 et inauguré en 2008, est le plus grand détecteur de RCUHE du monde. Il est situé dans l'ouest de l'Argentine, à Malargüe dans la province de Mendoza. La carte de l'observatoire est présentée dans la figure 1.24, le réseau de surface (SD) couvre 3000 km^2 avec 1600 cuves Cherenkov. Ces dernières sont indiquées par les points rouges sur la carte. Des télescopes à fluorescence (FD) sont installés sur quatre sites principaux, leur champ de vue respectifs sont indiqués en vert sur la carte. Ces quatre sites comptent chacun 6 télescopes. Cette partie de l'observatoire atteint une efficacité de 100 % à 3 EeV. Rapidement après l'inauguration, entre 2009 et 2011, une extension basse énergie a vu le jour près du bâtiment FD Coihueco, les instruments la composant permettent d'abaisser, dans cette zone, le seuil en énergie à 0,1 EeV afin d'accéder à la région de la cheville et d'étudier la possible transition d'une origine galactique à une origine extragalactique des rayons cosmiques. Dans cette extension, se trouvent 3 télescopes à fluorescence haute-élévation : HEAT[10], un réseau de cuves Cherekov présentant un pas réduit, appelé Infill, et les réseaux AMIGA[11] et AERA.
L'observatoire accueille des réseaux de radio détection des rayons cosmiques dans le domaine du MHz depuis le milieu des années 2000, les premiers travaux entrepris sont décrits dans [70]. 2006 pour RAuger et 2007 pour MAXIMA suivi par AERA dont l'installation a débuté en 2010. Ces trois expériences sont détaillées dans le chapitre 2. La diversité des détecteurs installés sur le site permet d'intéressantes mesures hybrides, la gerbe est alors étudiée tout au long de son développement via les diverses observables.

Le réseau de surface

Les 1600 cuves formant le réseau de surface, dit *standard*, sont disposées selon une grille triangulaire de 1,5 km de côté, l'une d'entre elles est présentée dans la figure 1.25. Chaque cuve cylindrique mesure

[10] High Elevation Atmospheric Telescopes
[11] Auger Muons and Infill for the Ground Array

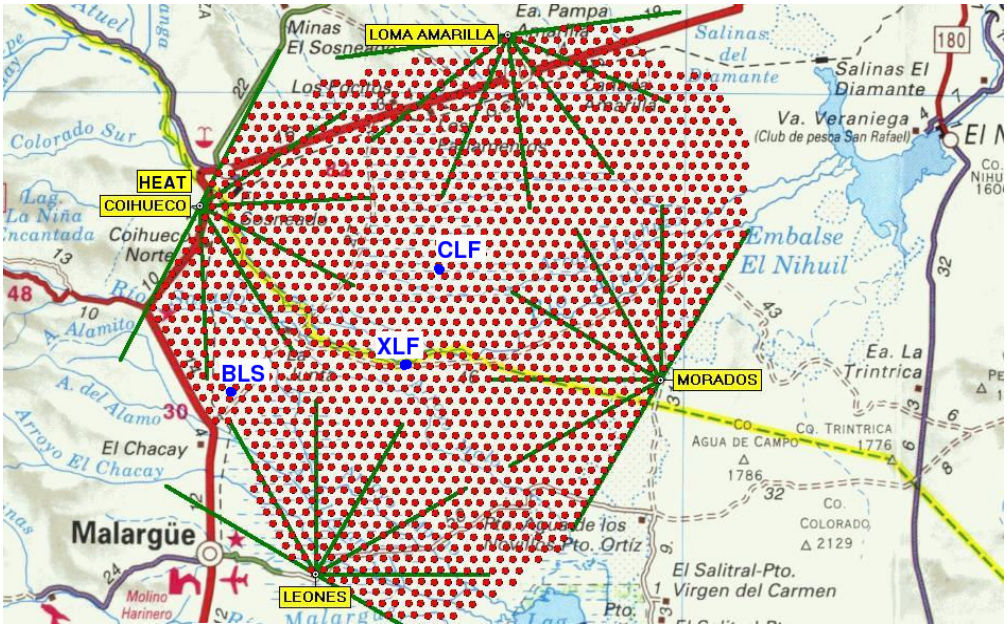


FIG. 1.24 – Carte de l'observatoire Pierre Auger installé à Malargüe en Argentine. Les cuves Cherenkov composant le réseau de surface sont indiquées par les points rouges et couvrent 3000 km^2. Les champs de vues des télescopes FD sont présentés en vert. Les lasers XLF et CLF servant à la calibration du FD sont indiqués en bleu, ainsi que le BLS(Balloon Lauching Station).

3,6 m de diamètre pour 1,2 m de haut et est remplie de 12000 L d'eau purifiée. Chacune d'entre elles est équipée de 3 photomultiplicateurs (PMs) qui détectent la lumière Cherenkov créée lors du passage des particules chargées dans la cuve. L'intérieur de celle-ci est recouvert d'un revêtement permettant la réflexion de la lumière Cherenkov. Les PMs et l'électronique des cuves sont alimentés par des batteries chargées par des panneaux solaires. Les détecteurs sont équipés d'un système GPS de précision 10 ns. La résolution angulaire sur la reconstruction d'arrivée est de 1° à 3° selon l'angle zénithal de la gerbe et l'énergie du rayon cosmique primaire [71]. Les données sont envoyées au CDAS[12] via l'antenne de communication (radio).

Le cycle utile du réseau de surface est de 100 %. Ce type de détecteur mesure la distribution latérale de la gerbe au sol, il n'est donc sensible qu'à la fin du développement de la gerbe, lorsque les particules touchent le sol. La paramétrisation utilisée pour décrire la distribution latérale de la gerbe est une fonction NKG[13] [72, 73]. À titre d'exemple, un évènement détecté par le réseau de surface [74], choisi arbitrairement est présenté dans la figure 1.26.

Les télescopes à fluorescence

L'observatoire compte 24 télescopes avec un champ de vue de 30°× 30° en élévation et azimut, installés sur 4 sites : Coihueco, Loma Amarilla, Los Leones et Los Morados. Un de ces quatre sites est présenté dans la figure 1.27. Un site est composé de 6 télescopes, chaque télescope correspondant à un

[12]Central Data Acquisition System
[13]Nishimura, Kamata et Greisen

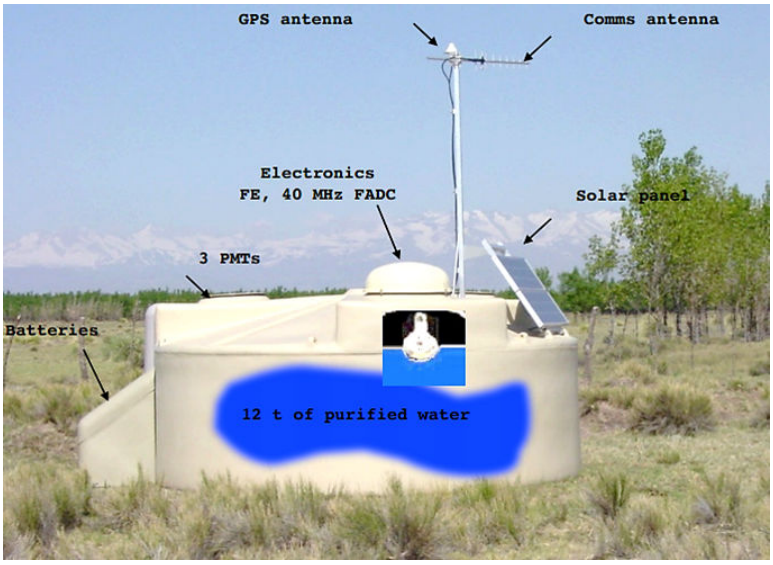


FIG. 1.25 – Photographie annotée d'une cuve Cherenkov.

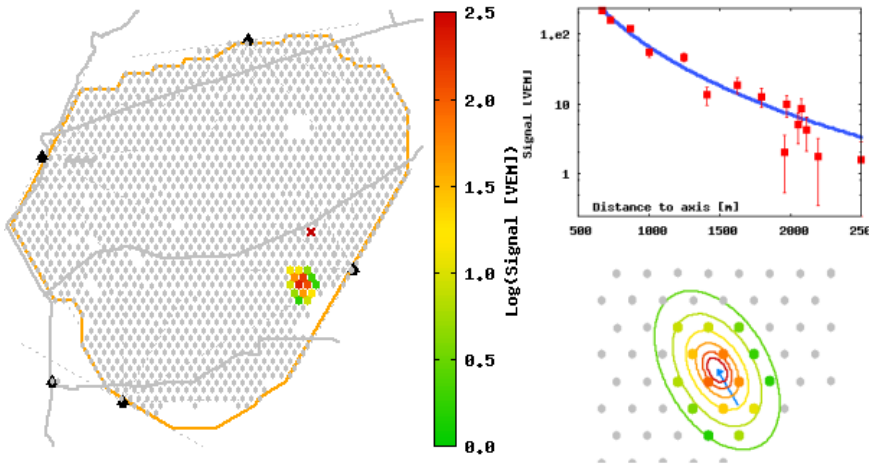


FIG. 1.26 – Évènement choisi arbitrairement détecté par le réseau de surface. À gauche : empreinte au sol de la gerbe superposée à la carte de l'observatoire, en haut à droite : distribution latérale ajustée par une fonction NKG, en bas à droite : zoom sur l'empreinte de la gerbe au sol. L'échelle colorée représente l'intensité du signal mesuré par les cuves Cherenkov en VEM (Vertical Equivalent Muon), correspondant à la lumière déposée par un muon vertical traversant la cuve.

.

œil, est appelé *baie* et couvre 180° en azimut. Chaque site dispose de caméras infra-rouges, de stations météo et d'un LIDAR[14] pour le monitoring. Ce dernier permet la caractérisation de l'atmosphère. En plus du LIDAR, deux lasers supplémentaires sont installés au centre de l'observatoire : le CLF[15] et le

[14]LIght Detection And Ranging
[15]Central Laser Facility

XLF[16]. En période d'acquisition 50 tirs verticaux de laser sont effectués en 15 minutes, la longueur d'onde utilisée correspond au centre du spectre de la lumière de fluorescence : 355 nm [75].

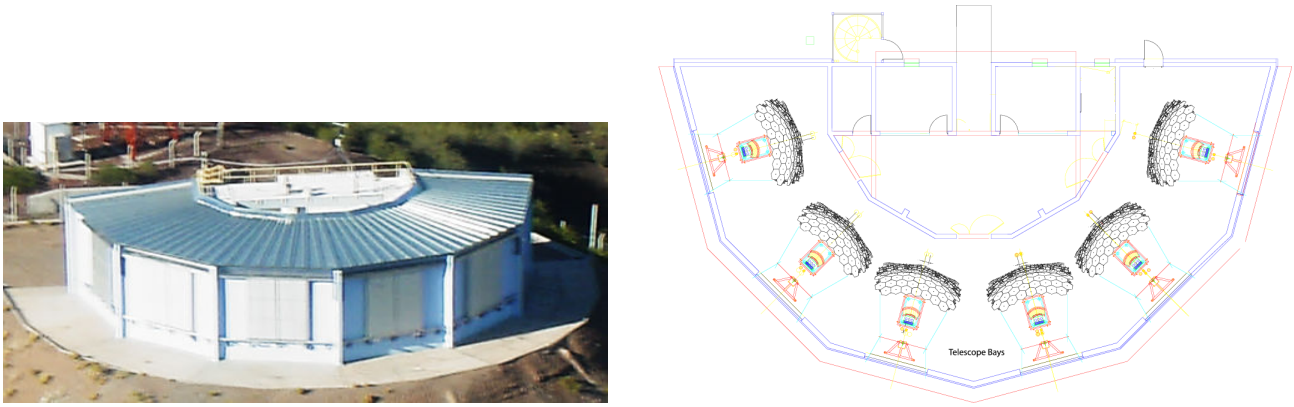


FIG. 1.27 – Gauche : photographie d'une des quatre baies de fluorescence, les volets sont clos et protègent les télescopes de la lumière pendant la journée ou lors de la présence de la lune. Droite : plan d'une baie, les six télescopes sont représentés.

Les télescopes à fluorescence permettent d'étudier le développement longitudinal de la gerbe dans l'atmosphère et donc d'accéder à des observables sensibles à la nature du primaire. Le désavantage de cette technique est son faible cycle utile, de l'ordre de 14 % [76], les télescopes ne pouvant être utilisés que les nuits sans lune et sans intempéries. Une photographie d'un télescope est présentée dans la figure 1.28. Lorsque les télescopes sont en acquisition, les volets de la baie s'ouvrent, la lumière est alors focalisée par un miroir sphérique de 3,5 m × 3,5 m dans un réseau de photomultiplicateurs (22 lignes × 20 colonnes) constituant le plan focal après passage dans une lentille de collimation et un filtre UV au niveau du volet.

À titre d'exemple, un évènement détecté par Coihueco, choisi arbitrairement est présenté dans la figure 1.29. Le profil longitudinal est ajusté par la fonction de Gaisser-Hillas présentée dans l'équation 1.3.

Extension basse-énergie

Comme nous l'avons vu précédemment, des instruments permettant d'abaisser le seuil en énergie à 0,1 EeV ont été installés au nord-ouest de l'observatoire afin d'étudier la région du spectre supposée abriter la transition d'une origine galactique à une origine extragalactique des rayons cosmiques. Dans cette extension, on trouve :

– HEAT, présenté dans la figure 1.30, qui est en prise de données depuis 2009. Alors que les autres télescopes mesurent la gerbe du sol jusqu'à 30° en élévation, les trois télescopes composant HEAT mesurent la gerbe de 30° à 60° en élévation, les rayons cosmiques de plus basse énergie émettent en effet moins de lumière de fluorescence, les gerbes correspondantes sont donc détectées proches des télescopes. Le $X_{\max}$ devant être dans le champ de vue du télescope, il est nécessaire d'observer les gerbes de plus basses énergies à plus haute élevation. HEAT est très

[16] eXtreme Laser Facility

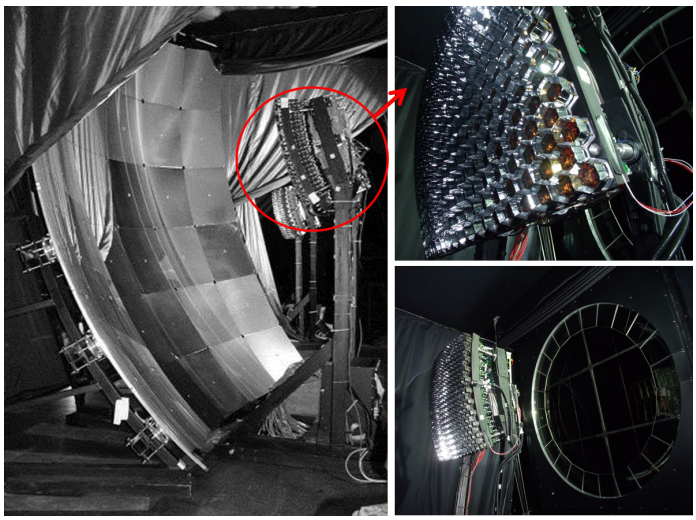


FIG. 1.28 – Photographie d'un télescope à fluorescence, le miroir sphérique de 3,5 m × 3,5 m est visible à gauche, le réseau de photomultiplicateurs (22 lignes × 20 colonnes) constituant le plan focal est présenté en haut à droite et la lentille de collimation, ainsi que le filtre UV permettant de protéger le télescope sont visibles en bas à droite.

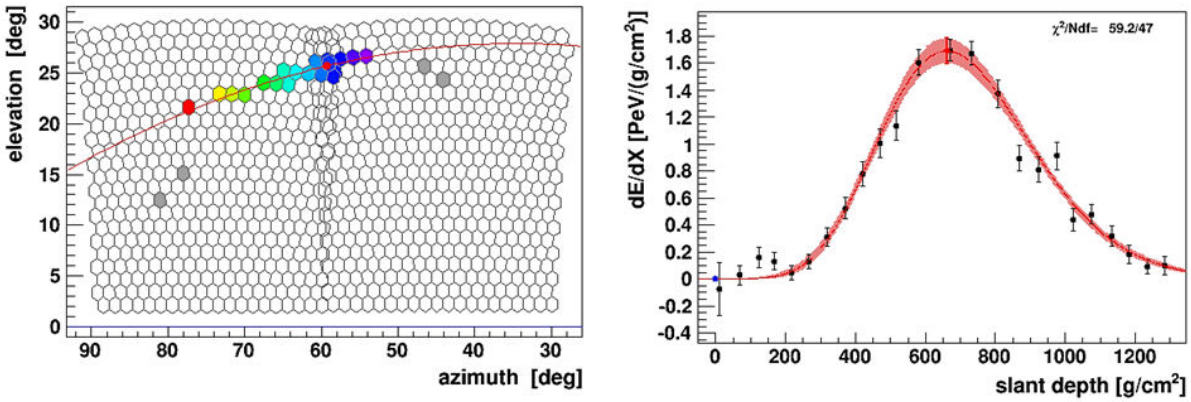


FIG. 1.29 – Évènement choisi arbitrairement, détecté par deux miroirs de Coihueco. À gauche : trace de lumière de fluorescence détectée par le réseau de PMs en fonction de l'azimut et de l'élévation, l'échelle de couleur représente le temps relatif de détection de la trace ; à droite profil longitudinal, perte d'énergie en fonction de la profondeur d'atmosphère, ajusté par la fonction de Gaisser-Hillas.

proche de Coihueco, de nombreuses gerbes sont donc détectées en coïncidence sur les deux sites. Pour ces évènements, les reconstructions d'un même évènement sont combinées (reconstruction HECO) [77].

– le SD Infill qui consiste en un réseau de 61 cuves Cherenkov supplémentaires installées avec un pas de 750 m,
– AMIGA, dont la carte est présentée dans la figure 1.30, est un prototype de réseau de sept détecteurs de muons couvrant 30 m^2 [78] installé au sein de l'Infill. AMIGA doit permettre via

la mesure de la composante muonique de la gerbe, d'améliorer l'identification de la masse du primaire.

– AERA, le réseau permet la radio détection des gerbes à partir de 0,1 EeV, il a été installé dans l'extension basse énergie de l'observatoire, ceci permet d'intéressantes mesures hybrides de la gerbe en utilisant une majorité d'observables à notre disposition. AERA est détaillé dans le chapitre 2.

FIG. 1.30 – Instruments installés dans l'extension basse-énergie de l'observatoire Pierre Auger. À gauche : les trois télescopes haute-élévation, HEAT, à droite : carte d'AMIGA, les cuves Cherenkov de l'*infill* se trouvent dans la zone marron. Le réseau prototype de 7 détecteurs de muons est installé dans la partie *Unitary Cell*, dans cette zone de 30 m^2 un détecteur de muon est enterré à côté de chaque cuve Cherenkov.

Radio détection dans le domaine du GHz

Au sein de l'observatoire Pierre Auger, trois expériences étudient le champ électrique dans le domaine du GHz ; une photographie de chacune d'entre elles est présentée dans la figure 1.31 :

– EASIER est un réseau de 61 antennes (33 de polarisation NS et 28 EO) installées au sommet de cuves Cherenkov voisines. Ces dernières déclenchent l'acquisition des stations radio. Chaque antenne est orientée vers le ciel et couvre un grand champ de vue de 60°. Quelques gerbes, pour lesquelles le cœur se situe proche du réseau, ont été observées de façon certaine en polarisation EO, ce qui pourrait tendre vers une émission due à l'effet géomagnétique [79, 80], sans pour autant exclure le MBR.

– MIDAS est une antenne parabolique de 5 m^2 munie d'une caméra de 53 pixels au niveau de son plan focal. Cette antenne couvre un champ de vue d'environ $20° \times 10°$. Dans sa phase de test, MIDAS était installée à Chicago. La prise de donnée en Argentine a débuté au début de l'année 2013. Les résultats préliminaires de MIDAS semblent exclure un comportement quadratique du MBR de P. W. Gorham et al à 5 σ, ainsi que le rendement micro-onde mesuré initialement ($\log_{10} I \simeq -14,75$ W/m^2/Hz) à plus de 4 σ.

– AMBER est une antenne parabolique de demi-grand axe 2,4 m possédant un champ de vue de $14° \times 14°$ et observant à 30° d'élévation. AMBER est déclenchée par le SD et est en prise de données depuis plus de 2 ans. L'analyse des données est en cours.

FIG. 1.31 – Photographie des trois expériences de radio détection des gerbes dans le GHz à l'observatoire Pierre Auger : à gauche, une antenne EASIER installée sur une cuve Cherenkov, en haut à droite : AMBER et en bas à droite : MIDAS.

Comme on vient de le voir, la radio détection des gerbes dans le domaine du GHz est elle aussi explorée à l'observatoire. Le MBR n'a été confirmé par aucune de ces expériences. De plus, les mesures réalisées par la collaboration CROME (voir la section 1.3.2) montrent que la composante principale du champ électrique mesuré est polarisée, contrairement à ce qui est attendu d'une émission due au MBR. La présence du MBR ne peut néanmoins pas être exclue comme mécanisme secondaire de faible intensité. Comme nous l'avons vu, une limite inférieure au rendement micro-onde a été obtenue par la collaboration CROME : $Y_{MW} < 0,410^{-18}$ Hz^{-1} à 95 % de confiance [69] incompatible avec la valeur donnée par P. W. Gorham et al. Au travers des résultats de CROME notamment, on peut voir que la contribution GHz des gerbes est compatible avec les mécanismes d'excès de charge et d'effet géomagnétique décrits plus tôt pour le MHz.

1.4.2 D'autres observatoires

Hormis l'observatoire Pierre Auger, deux autres observatoires similaires, utilisant un réseau de surface et des télescopes optiques, sont en activité actuellement : Telescope Array (TA) [81] aux États-Unis et Yakutsk Air Shower Array [82] en Russie. Ce dernier est composé de scintillateurs, de détecteurs de muons et de télescopes mesurant la lumière Cherenkov. TA est également composé d'un réseau de surface composé de scintillateurs couvrant 700 km^2. Trois télescopes à fluorescence équipent le réseau. L'observatoire Pierre Auger et TA joignent actuellement leurs efforts dans la compréhension du comportement des rayons cosmiques : trois analyses communes ont été présentées à l'ICRC[17] de

[17]International Cosmic Ray Conference

2013 [83] permettant de comparer la calibration des instruments et les diverses analyses concernant les caractéristiques du primaire.

Plusieurs expériences de radio détection des rayons cosmiques sont citées dans ce manuscrit, elles sont décrites dans la suite. Leurs périodes d'activité sont présentées dans la figure 1.32.

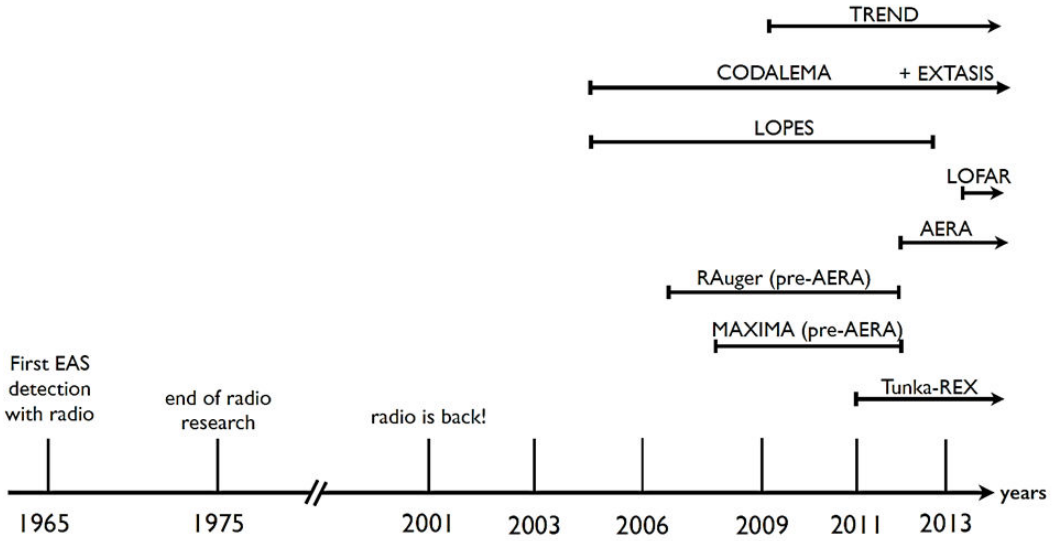


FIG. 1.32 – Frise chronologique des expériences de radio détection. La figure est extraite de [65].

L'expérience CODALEMA située à Nançay en France [84], une station de radio astronomie, a vu le jour en 2002. Elle est actuellement dans sa troisième phase CODALEMA-3. Les stations radio utilisées pour cette dernière, les plus récemment installées, sont équipées d'antennes Butterfly, développées en 2008 à Subatech [85], elles sont autonomes en déclenchement. Ces stations ont été testées pour la première fois à l'observatoire Pierre Auger par le démonstrateur RAuger décrit dans la section 2.1. CODALEMA est également équipé d'un réseau de scintillateurs dont le but était initialement de déclencher les stations de la phase 2. L'antenne Butterfly, ainsi que l'amplificateur associé, bénéficient d'une forte reconnaissance dans la communauté et sont sollicités par d'autres expériences, ils ont notamment été choisis pour équiper la phase 2 d'AERA décrite dans la section 2.2.

LOPES a fonctionné de 2003 à 2013. Comme pour CODALEMA, l'expérience a participé au renouveau de la radio détection des rayons cosmiques. Le réseau de stations radio dipôles était installé au sein de KASCADE-Grande un réseau de scintillateurs installé dans le campus nord de Karlsruhe en Allemagne. Les stations radio étaient déclenchées par les scintillateurs, l'environnement électromagnétique du campus ne permettant pas de fonctionner en déclenchement autonome.
Tunka-Rex [86] est un réseau de stations radio SALLA décrites dans la section 2.3.2 installées au sein du réseau Tunka en Russie composé de photo-multiplicateurs.

Enfin, nous avons mentionné LOFAR. Il s'agit d'un interféromètre géant installé dans plusieurs pays d'Europe dont la France où la station se trouve à Nançay. La station principale est installée aux Pays-Bas. Les détecteurs utilisés sont des dipôles phasés. LOFAR est un instrument de radio astrono-

mie, mais le réseau peut être utilisé pour étudier les rayons cosmiques [87].

Conclusion

Ce chapitre a présenté un résumé du statut actuel de nos connaissances sur les RCUHE. Comme nous l'avons vu, les spectres mesurés par les diverses expériences sont en bon accord à ultra-haute énergie avec l'observation d'une suppression du flux. Les brisures dans le spectre sont très utiles dans l'établissement des modèles de création, d'accélération et de propagation des rayons cosmiques qui doivent pouvoir les reproduire. Néanmoins l'origine de ces coupures n'est pas connue de façon certaine, la suppression du flux aux énergies extrêmes par exemple, pourrait correspondre à la coupure GZK comme à la limite d'accélération des sources. Concernant la corrélation des directions d'arrivée des RCUHE avec les objets astrophysiques et la nature de ces particules, un désaccord est observé entre les expériences de l'hémisphère nord, avec les expériences HiRes et TA, dont les observations sont compatibles avec un scénario isotrope d'émission des RCUHE qui eux sont compatibles avec des protons. Dans l'hémisphère sud, l'expérience Pierre Auger observe une corrélation avec les AGNs de l'ordre de 30 % et un alourdissement du spectre à ultra-haute énergie.

Nous avons pu voir tout au long de ce chapitre que la nature des RCUHE est l'enjeu principal de notre compréhension des RCUHE. Plus de statistique sera nécessaire pour trancher sur la nature proton ou fer de ces rayons cosmiques et savoir si un comportement différent est observé selon que l'on observe l'hémisphère sud (Auger) ou l'hémisphère nord (HiRes, TA). L'amélioration de la performance des détecteurs, ainsi que de notre connaissance des modèles hadroniques et des champs magnétiques galactiques et extragalactiques permettra également de contraindre les différents modèles.

Nous avons vu dans la deuxième partie de ce chapitre que les expériences se mobilisent pour tenter de répondre à cette question ouverte concernant la nature des RCUHE. Dans cette optique, l'observatoire Pierre Auger offre un environnement hybride de détection privilégié pour étudier les observables sensibles à la nature du primaire comme la proportion de muons présents dans la gerbe ou le développement longitudinal de celle-ci dans l'atmosphère. Nous avons vu que le champ électrique émis par les gerbes est lui aussi sensible à son développement longitudinal, faisant de la radio détection de rayons cosmiques une technique prometteuse pour l'étude de la nature du primaire. Le réseau de radio détection AERA installé proche de deux sites de télescopes à fluorescence pourra permettre de compléter les informations données par le FD et pourra peut-être participer à la résolution de cette interrogation sur la nature des particules observées aux énergies extrêmes.

Chapitre 2

Radio détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie dans le domaine du MHz à l'observatoire Pierre Auger

Sommaire

2.1 RAuger 46
2.1.1 RAuger-I 46
2.1.2 RAuger-II 51
2.2 MAXIMA - Multi Antenna eXperiment in Malargüe Argentina 53
2.3 AERA - The Auger Engineering Radio Array 55
2.3.1 Environnement radio sur le site d'AERA 57
2.3.2 Les antennes et leur LNA : Butterfly, LPDA et SALLA 58
2.3.3 Électronique de traitement et d'acquisition du signal 67
2.3.4 Systèmes de communication 68
2.3.5 Système de déclenchement des stations 68
2.3.6 Développement de nouveaux instruments 71
2.4 AERA - Monitoring 71
2.5 AERA - Reconstruction et sélection officielle des données 77
2.6 AERA - Principaux résultats 78
2.6.1 Étude de la polarisation du champ électrique induit par les gerbes 78
2.6.2 Énergie 89
Conclusion 89

Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les simulations indiquent que la radio détection des rayons cosmiques est très prometteuse pour l'étude du développement longitudinal des gerbes dans l'atmosphère. Plusieurs expériences sont installées à l'observatoire Pierre Auger afin d'étudier la contribution radio des gerbes dans le domaine du MHz et du GHz. Dans ce chapitre sont présentées les différentes expériences de radio détection dans le MHz installées au sein de l'observatoire, ainsi que leurs principaux résultats. Il est en grande partie dédié à l'expérience AERA. Dans les sections 2.1 et 2.2 sont

présentés les deux prototypes d'AERA, détectant tous deux les gerbes dans le domaine du MHz. Leurs mesures ont permis la caractérisation de l'environnement radio de l'observatoire ainsi que l'étude des variations du champ électrique mesuré au fil des jours et des saisons sur les sites de détection. Ces deux prototypes ont également permis l'étude des mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes via les études de polarisation du champ électrique mesuré. L'expérience AERA, dédiée à la radio-détection des gerbes dans le domaine du MHz, est présentée dans la section 2.2 avec la description complète des différents instruments utilisés ou en cours de développement. Les principaux résultats d'AERA sont présentés dans la section 2.6, notamment ceux concernant la polarisation du champ électrique mesuré. Un exemple de monitoring des stations ainsi que la chaîne de reconstruction des données sont présentés dans les sections 2.4 et 2.5.

2.1 RAuger

RAuger était constitué de trois stations radio auto-déclenchées construites dans l'optique du déploiement d'un grand réseau de radio détection, dont les stations sont moins chères que les détecteurs déployés dans les réseaux de surface utilisés communément, afin de démontrer la faisabilité de mesurer de manière complètement autonome le signal radio émis par les gerbes. Le déclenchement des stations était effectué sur le voltage mesuré par les stations, par dépassement de seuil, leur alimentation était assurée par panneaux solaires. La première phase de RAuger, RAuger-I, a été installée à l'observatoire Pierre Auger en 2006, puis a été modifiée en mai 2010 (RAuger-II) afin d'améliorer la sensibilité de détection.
Comme RAuger était un démonstrateur, il se devait d'être installé sur un site d'étude de rayons cosmiques afin de pouvoir confronter ses résultats à ceux obtenus grâce à des techniques de détection plus communes. Après une campagne de mesure du bruit de fond ayant démontré que l'observatoire Pierre Auger était un environnement calme concernant les sources de bruit radio [88], RAuger a été installé vers le centre de l'observatoire, près du Central Laser Facility (CLF). Ceci a ainsi permis l'étude des coïncidences entre le réseau de surface et les stations radio de RAuger.

2.1.1 RAuger-I

RAuger-I, dont les résultats sont détaillés dans [49], a fonctionné de décembre 2006 à mai 2010. Il était composé de trois stations radio (A1, A2 et A3) complètement autonomes, pour l'alimentation et pour la gestion des données : déclenchement des stations, acquisition et transmission des données. Les trois stations formaient un triangle équilatéral de 8400 m^2, ce qui représente 0,86% de la surface d'un triangle élémentaire du SD. Une cuve Cherenkov supplémentaire, nommée Apolinario, a été ajoutée au centre des trois stations de RAuger afin d'abaisser localement le seuil en énergie à 0,1 EeV et donc de bénéficier d'une plus grande statistique. La configuration de l'expérience est présentée dans la figure 2.1.

Chaque station RAuger-I était composée de deux antennes dipôles actives [89], développées pour CODALEMA, installées perpendiculairement l'une part rapport à l'autre, comme indiqué dans la figure 2.2, et orientées selon les directions est-ouest (EO) et nord-sud (NS). Deux panneaux solaires et une batterie assuraient l'alimentation de la station, l'électronique d'acquisition était composée d'un oscilloscope portable deux voies et d'une carte trigger équipée d'un filtre passe-haut. Les stations étaient également équipées d'une antenne GPS afin de dater les évènements (précision de 10 ns), du

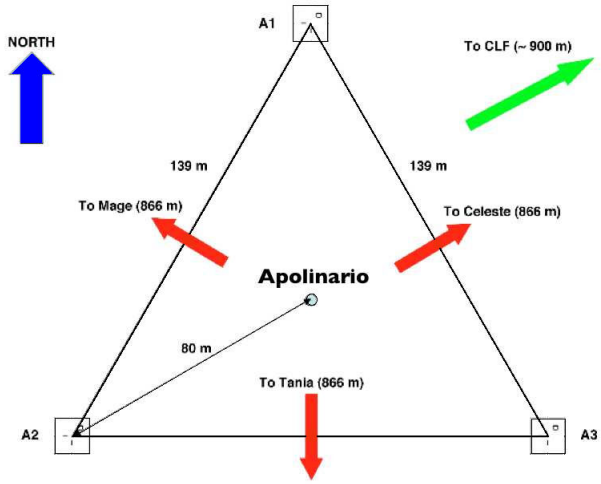


FIG. 2.1 – Configuration de l'expérience RAuger. Les trois stations radio, A1, A2 et A3 sont distantes de 139 m. Au centre du triangle, se trouve la cuve Cherenkov additionnelle Apolinario qui permet d'abaisser localement le seuil en énergie à 0,1 EeV. Les distances aux trois autres cuves les plus proches (Mage, Celeste et Tania) sont indiquées ainsi que la distance au CLF.

système d'acquisition et des cartes UB[18] développés pour les cuves Cherenkov et d'un système Wi-Fi (GHz) de bande passante 115 ko/s, permettant d'envoyer les données au Radio Data Acquisition System (RDAS), le système d'acquisition dédié à la radio, situé au niveau du CLF.

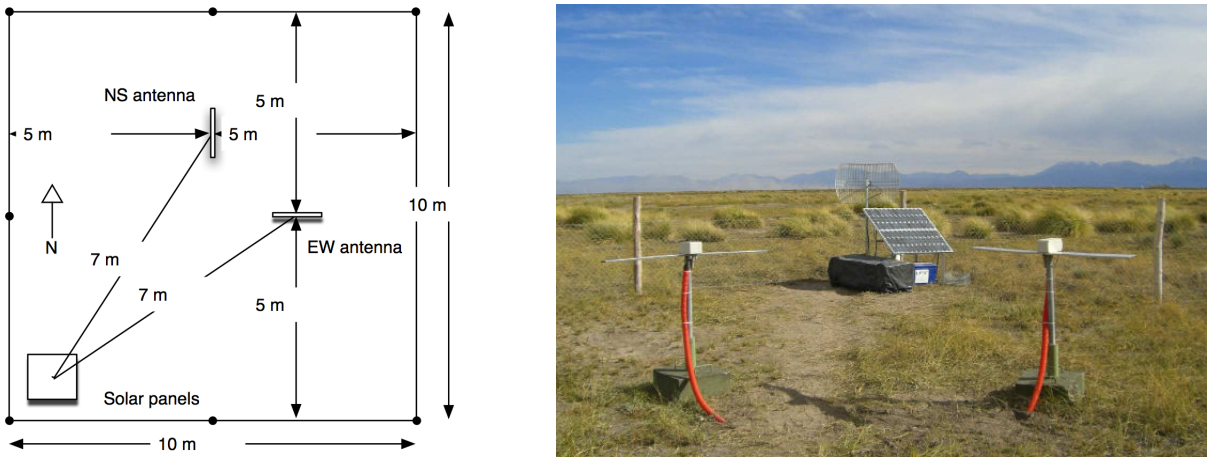


FIG. 2.2 – Gauche : configuration d'une station radio RAuger-I. Droite : photographie d'une station radio RAuger-I. On peut voir les deux dipôles utilisés pour les mesures des polarisations EO et NS du champ électrique, les panneaux solaires, ainsi que le caisson contenant le système d'acquisition.

[18] Unified Board

Les antennes. Les deux dipôles étaient composés de deux bras d'aluminium mesurant chacun 0,6 m de longueur sur 0,1 m de large et étaient installés à 1 m du sol, ils étaient couplés à un LNA[19] présentant un gain de 34 dB entre 100 kHz et 200 MHz. La longueur de l'antenne, égale à 1,20 m, permettait de fixer la fréquence de résonance à 125 MHz, hors de la bande de fréquence d'intérêt, ce qui permet d'obtenir une réponse relativement constante dans cette dernière. Un filtre passe-haut était appliqué afin de supprimer les émetteurs TV de forte intensité au-delà de 200 MHz.

L'électronique et le système d'acquisition. La chaîne d'acquisition de RAuger-I est présentée dans la figure 2.3. Pour chaque station radio, chacun des deux dipôles, EO et NS, mesurait le champ électrique en pleine bande (100 kHz - 100 MHz). Le signal reçu par la station mesurant la polarisation EO était divisé en deux (module splitter sur le schéma), une moitié du signal était envoyée directement à l'oscilloscope et l'autre était envoyée dans la carte trigger après passage dans un filtre passe-bande 50-70 MHz. En sortie de ce filtre, si le signal était supérieur à un seuil prédéfini par l'utilisateur, la station était déclenchée (déclenchement de l'oscilloscope, du GPS et du système d'acquisition). Le signal enregistré par la voie NS était directement envoyé à l'oscilloscope. Les données étaient ensuite transmises par Wi-Fi au RDAS. Le taux d'enregistrement des données était limité à 0,37 évènement/s par le temps mort de 2,7 s dû à la lecture de l'évènement par l'oscilloscope ainsi qu'a la transmission des données au RDAS. Le signal mesuré était ensuite échantillonné à 1 GS[20]/s pour construire une trace de 2560 ns. La position du temps de déclenchement dans la trace était fixée vers le centre de celle-ci ($\simeq$ 1100 ns), afin de pouvoir étudier les conditions de bruit avant et après le signal ayant déclenché l'acquisition. Le signal déclencheur était donc toujours situé à quelques nanosecondes de cette position de temps de déclenchement.

Résultats

Dépendance aux conditions environnantes. RAuger a permis d'analyser les liens entre les conditions météorologiques et le signal radio mesuré, améliorant notre compréhension de l'environnement radio sur le site de l'observatoire Pierre Auger au travers des études concernant l'évolution du champ électrique mesuré au fil des jours et des saisons. Un cycle journalier a été observé, comme présenté dans la figure 2.4 pour deux journées types : le 13 décembre 2007 et le 24 mars 2008. Entre ces deux journées, le seuil de déclenchement a été augmenté de quelques μV/m, entraînant une diminution significative du taux de déclenchement entre minuit et 18 h UTC. Entre janvier et mai 2008, la valeur du seuil allait de 90 à 150 μV/m selon la direction d'arrivée de l'évènement. Même avec une augmentation du seuil, un accroissement du taux de déclenchement est observé, chaque jour et pour chaque station, entre 18 h et 21 h UTC.

Afin d'étudier la corrélation entre ces variations et l'amplitude du champ électrique atmosphérique, ce dernier a été étudié sur plusieurs mois, comme présenté dans la figure 2.5. Les mesures ont été effectuée avec un mesureur de champ installé au BLS permettant d'étudier la composante statique du champ électrique atmosphérique, ainsi que sa composante verticale. Du lever au coucher du soleil, une forte amplitude du champ électrique atmosphérique est observée. Cette période correspond à l'augmentation du taux de déclenchement des stations. Une forte corrélation entre les périodes de

[19] Low Noise Amplifier
[20] GigaSample

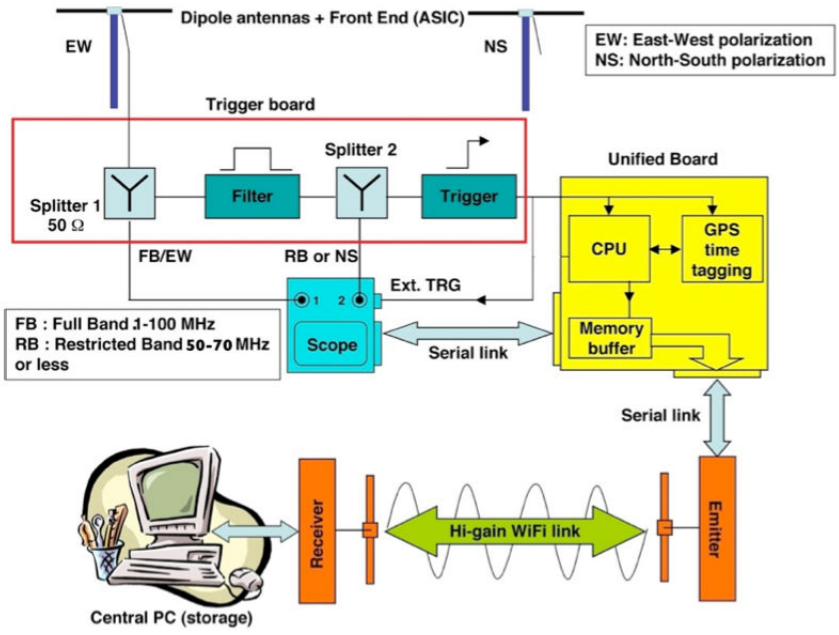


FIG. 2.3 – Schéma de la chaîne d'acquisition de RAuger-I

saturation des stations et les périodes de forte activité électrique (orages) a également été observée. Ces observations ont montré qu'un monitoring des conditions climatiques est nécessaire pour la compréhension des données mesurées par les stations radio.

Coïncidences SD-RAuger La recherche de coïncidences entre le SD et RAuger-I a permis d'identifier 65 évènements en commun, ces derniers sont donc marqués comme étant des évènements gerbes. Le taux de coïncidences fortuites RAuger/SD dans une fenêtre de 20 μs est estimé à environ 10^{-10}/s. La recherche de coïncidences a été réalisée sur les données enregistrées sur disque. Les directions d'arrivée de ces 65 évènements, ainsi que la corrélation entre le champ électrique mesuré par les stations RAuger et l'énergie reconstruite par le SD ont été étudiées.

Directions d'arrivée des coïncidences. Comme vu dans la section 1.3.1, page 27, les deux mécanismes privilégiés pour expliquer l'émission du champ électrique par les gerbes, l'effet géomagnétique et l'excès de charge, entraînent la création de champs électriques dont les polarisations au sol diffèrent. L'étude de la polarisation du champ électrique mesuré permet d'étudier ces mécanismes d'émission. L'analyse des directions d'arrivée des évènements détectés par les stations radio permet de mettre en évidence la présence de l'effet géomagnétique. En effet, comme présenté dans la figure 2.6 pour les 65 coïncidences détectées par RAuger-I et le SD, on observe un excès d'évènements provenant du sud, dans la direction opposée à celle du champ magnétique terrestre, comme attendu du comportement dû à l'effet géomagnétique, confirmant le rôle dominant de cet effet dans l'émission du champ électrique par les gerbes.

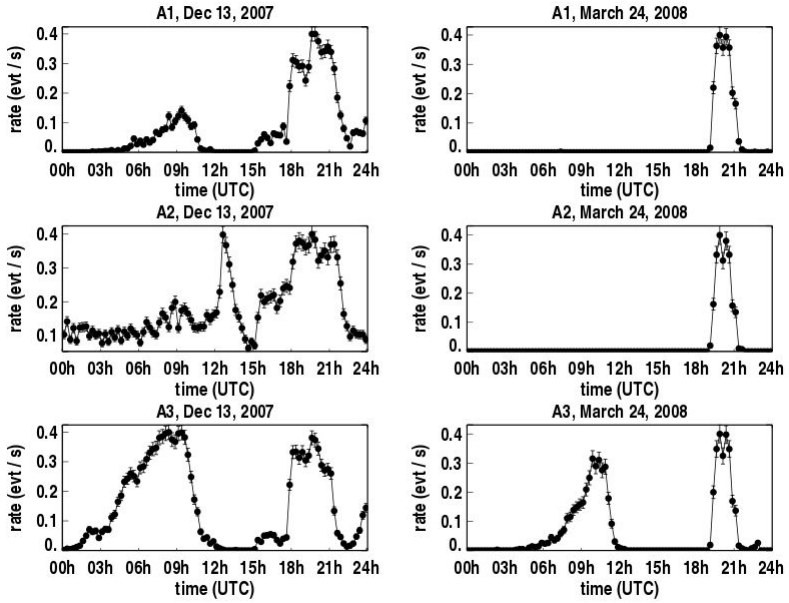


FIG. 2.4 – Taux de déclenchement des trois stations en fonction du temps UTC pour deux journées types : le 13 décembre 2007 (gauche) et le 24 mars 2008 (droite). Chaque point correspond au taux de déclenchement par bin de 5 min, les barres d'erreur correspondent aux fluctuations statistiques. Le niveau de saturation correspond à 110 déclenchements pour une durée de 5 minutes. Entre ces deux jours, le seuil de déclenchement prédéfini a été augmenté de quelques μV/m entraînant la diminution du nombre total de déclenchements. La figure est extraite de [49].

Corrélation de l'amplitude du champ électrique mesuré par RAuger avec l'énergie reconstruite par le SD. Comme discuté dans la section 1.3.1, il est possible d'estimer l'énergie du rayon cosmique primaire à partir de l'amplitude du champ électrique mesuré par les stations radio. La corrélation de l'amplitude du champ électrique mesuré par les stations RAuger avec l'énergie reconstruite par le SD a été étudiée pour les 65 coïncidences. La dépendance de l'amplitude du champ électrique à la distance à l'axe (d), $\epsilon^{EO}(d)$, a été, pour ces données, décrite à partir d'un profil exponentiel, comme communément utilisé au moment de l'écriture de [49], exprimé comme suit :

$$\epsilon_0^{EO} = \epsilon^{EO}(d)\frac{\exp(\frac{d}{d_0})}{|\vec{v}\wedge\vec{B}|_{EO}} \tag{2.1}$$

où ϵ_0^{EO} est l'amplitude du champ électrique au niveau de l'axe de la gerbe et d_0 représente la portée du signal radio. Une normalisation par $(\vec{v}\wedge\vec{B})_{EO}$ est appliquée afin de prendre en compte l'effet géomagnétique. Seule la composante EO, présentant une plus forte intensité, est utilisée. ϵ_0^{EO} et d_0 ne peuvent être estimés conjointement, la plupart des coïncidences RAuger-I/SD ne mettant en jeu qu'une station. Pour contourner ce problème, la valeur de d_0 suggérée par les expériences CODALEMA [90] et LOPES [91] est utilisée : 150 m. La corrélation obtenue entre ϵ_0^{EO} et l'énergie reconstruite par le SD pour les 65 gerbes vues en coïncidence par les deux réseaux est présentée dans la figure 2.7. Une corrélation linéaire est observée entre ces deux variables, conduisant à un cœfficient de Pearson de $0,81^{+0,12}_{-0,46}$ à 95 % de confiance, montrant une corrélation claire entre les deux paramètres. Pour deux variables totalement corrélées on doit avoir $\rho_P = 1$. Pour deux variables anti-corrélées, $\rho_P = -1$ et

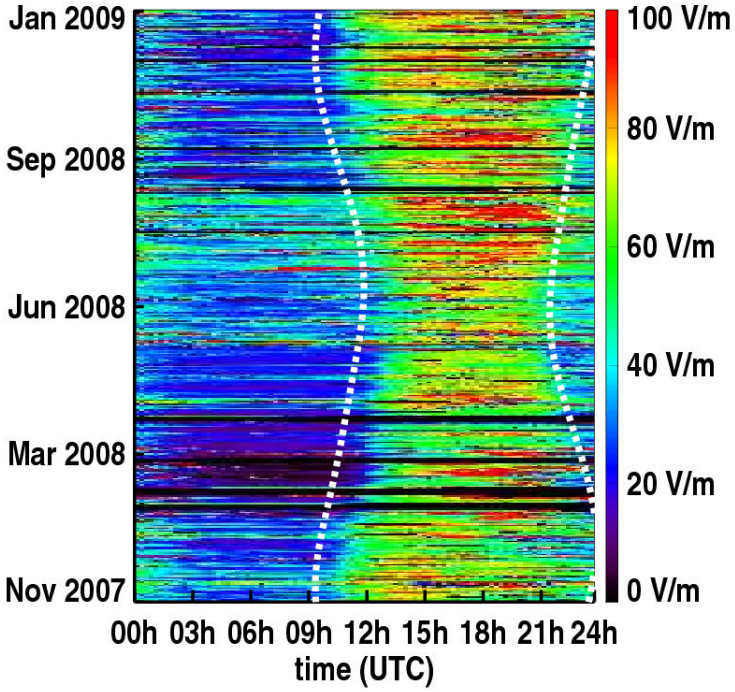


FIG. 2.5 – Variation journalière (en temps UTC) du champ électrique terrestre de novembre 2007 à janvier 2009. L'échelle de couleur représente l'amplitude du champ électrique mesuré. Les heures de lever et de coucher du soleil calculées pour Malargüe sont indiquées par les pointillés blancs. La figure est extraite de [49].

pour deux variables non corrélées, $\rho_P = 0$.

2.1.2 RAuger-II

En mai 2010, deux stations de RAuger-I (A2 et A3) ont été remplacées par des stations CODALEMA-2 équipées d'antennes Butterfly plus sensibles au signal radio et d'une électronique plus fiable et plus rapide ; une troisième station de ce type a également été installée sur le site (A4). Une description complète de l'antenne est présentée dans la section 2.3.2. La chaîne d'acquisition, présentée en détails dans [29], était composée de six cartes électroniques gérant le déclenchement, la numérisation, la datation GPS et l'alimentation des stations, puis la construction des données brutes. Le déclenchement était effectué dans la bande [45-55] MHz par dépassement de seuil, programmable et modifiable. Le signal était numérisé à 1 GS/s pendant 2,56 μs comme pour RAuger-I.
Durant la période de prise de données de RAuger-2, jusqu'en mars 2012, 63 gerbes (95 traces) ont été détectées en coïncidence avec le SD suivant une loi poissonienne de constante de temps égale à 4 jours. La constante de temps de RAuger-I était de 12 jours. En janvier 2011, RAuger-II a notamment permis la première détection super-hybride d'une gerbe atmosphérique en coïncidence avec le SD et 3 télescopes à fluorescence [92].

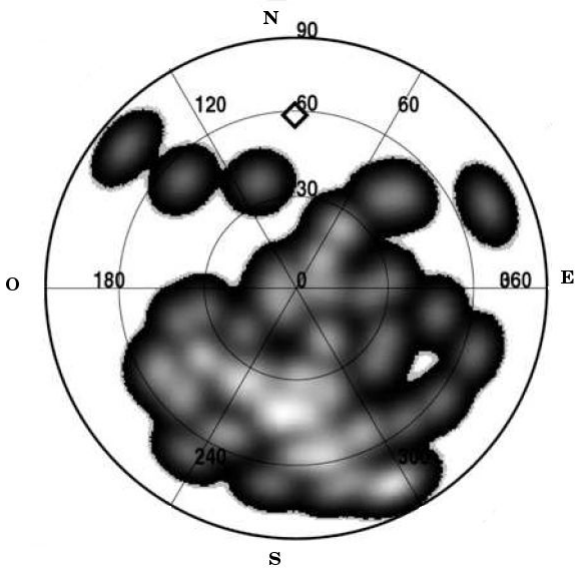


FIG. 2.6 – Reconstruction des directions d'arrivée des 65 coïncidences RAuger-I/SD, multipliées par une carte de densité gaussienne de 10° de largeur, extraite de [49]. La direction du champ géomagnétique en Argentine ($\theta = 58°, \phi = 90°$) est indiquée par le losange noir. La figure est extraite de [49].

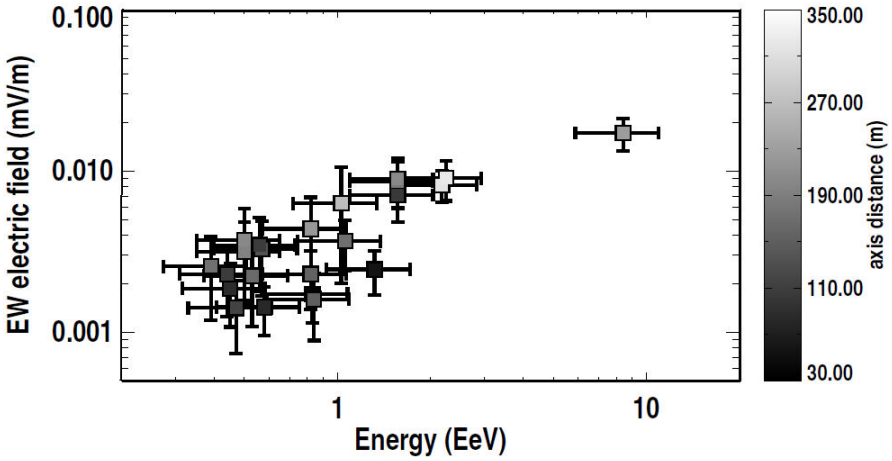


FIG. 2.7 – Corrélation entre l'amplitude du champ électrique mesuré par RAuger-I et l'énergie reconstruite par le SD. L'échelle de gris représente la distance à l'axe. La figure est extraite de [49].

Les directions d'arrivée des 63 coïncidences sont présentées dans la figure 2.8. Les résultats de RAuger-I concernant l'effet géomagnétique, sont ici confirmés, avec un excès d'évènements détectés par RAuger-II en provenance du sud. Pour ces évènements, une comparaison des rapports des amplitudes NS/EO des signaux détectés avec la valeur attendue en supposant que le champ électrique est créé par l'effet géomagnétique a été effectuée (*cf thèse de V. Marin* [29]). Le résultat de cette étude est présenté dans la figure 2.9.

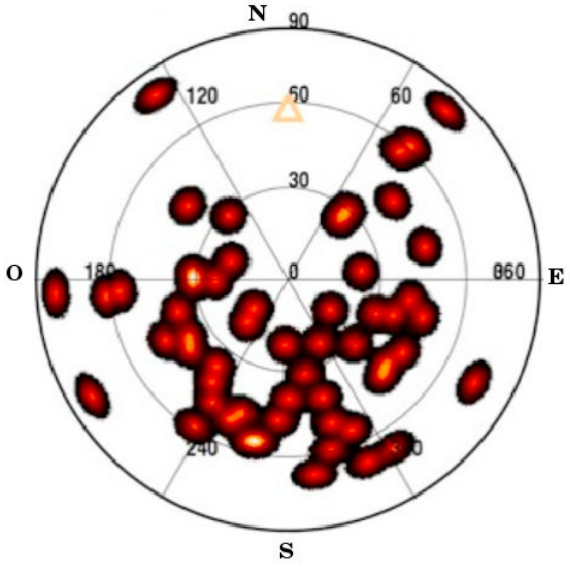


FIG. 2.8 – Directions d'arrivée des coïncidences RAuger-II/SD multipliées par une carte de densité gaussienne de 5° de largeur. La direction du champ géomagnétique en Argentine est indiquée par le triangle orange. La figure est extraite de [49].

.

La majorité des coïncidences RAuger-II/SD sont en très bon accord avec le comportement attendu pour une émission purement géomagnétique du champ électrique par les gerbes. Néanmoins, certains évènements s'écartent de la tendance, laissant supposer l'existence d'un mécanisme d'émission secondaire comme présenté dans la section 1.3.1, page 27, et développé dans la section 2.6.1, page 78.

Les stations RAuger-II se sont également révélées sensibles aux signaux radio émis par les avions lors de leurs survols des sites de détection. Cette capacité est très intéressante car elle permet une mesure précise de la résolution angulaire. En effet, connaissant la trajectoire des avions, on peut calculer l'erreur effectuée sur la reconstruction angulaire obtenue par triangulation des signaux radio. Un exemple de détection d'avion par les stations RAuger-II est présenté dans la figure 2.10. La résolution angulaire de RAuger-II a pu être calculée par cette méthode, elle est de 0,7°. La détection d'avion permet également l'inter-calibration des stations, à la fois concernant l'amplitude du champ électrique mesuré, mais également concernant la calibration temporelle des différentes stations, comme présenté pour RAuger dans [93]. Cette technique d'intercalibration est actuellement explorée pour AERA. Un nouveau type de déclenchement commandé a été créé à cet effet.

2.2 MAXIMA - Multi Antenna eXperiment in Malargüe Argentina

MAXIMA était le second prototype d'AERA. Le premier réseau MAXIMA a été installé à l'observatoire Pierre Auger en 2007, l'expérience a été stoppée en 2011. Dans sa phase finale, dont les données ont été utilisées pour l'étude de polarisation décrite dans la section 2.6.1, l'expérience était composée de 4 stations radio. Celles-ci étaient équipées d'antennes LPDA small Black-Spider détaillées dans la

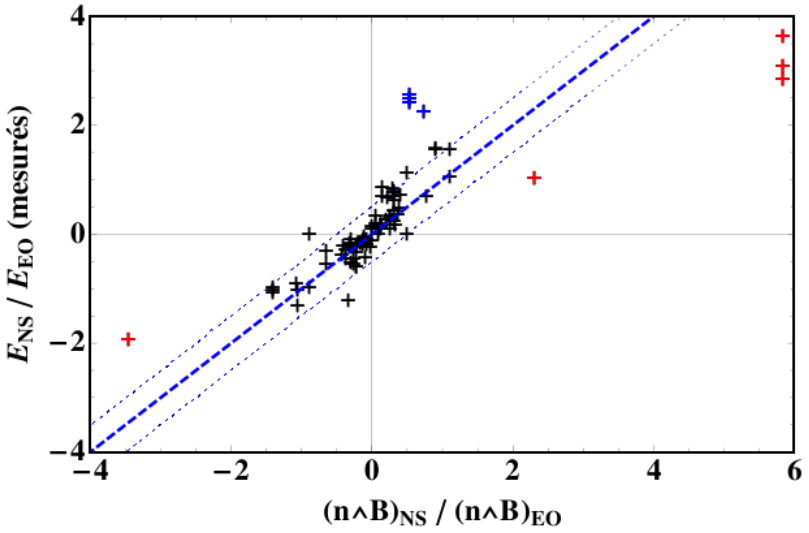


FIG. 2.9 – Comparaison des rapports des amplitudes NS/EO des 95 traces détectées par RAuger-II en coïncidence avec le SD avec la valeur attendue dans le cas où le champ électrique est créé par l'effet géomagnétique seul. Les tirets bleus représentent la droite passant par l'origine de pente 1, les pointillés bleus représentent la valeur à 3 σ calculée à partir d'un ajustement gaussien des écarts à la droite de pente 1 passant par l'origine. Les évènements représentés en noir sont en accord avec une émission du champ électrique par les gerbes uniquement due à l'effet géomagnétique. Les points colorés, quant à eux, s'écartent de cet accord. La figure est extraite de [29].

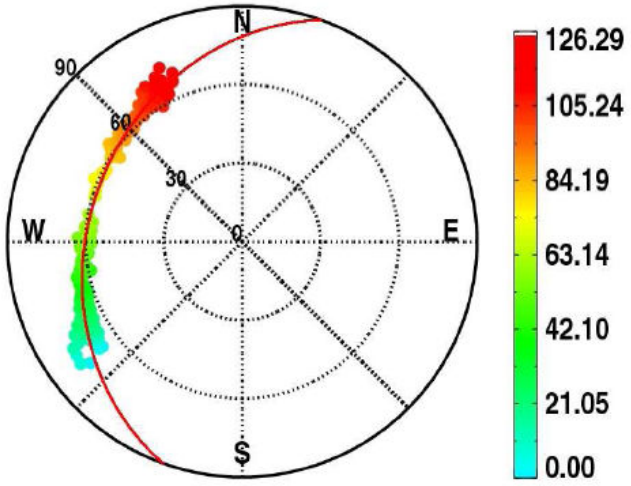


FIG. 2.10 – Trajectoire d'avion détectée par RAuger-II. L'échelle colorée correspond au temps relatif de détection des évènements correspondant au passage de l'avion au dessus du site de détection. La figure est extraite de [94].

section 2.3.2 et déclenchées par des scintillateurs, le déclenchement autonome n'ayant pas abouti pour cette expérience. Le plan du réseau est présenté dans la figure 2.11. Comme RAuger, MAXIMA a dé-

tecté des gerbes en coïncidences avec le SD. L'étude de la polarisation des signaux électriques mesurés pour ces coïncidences a permis de confirmer la dominance de l'effet géomagnétique dans l'émission du champ électrique par les gerbes, ainsi que l'observation de la présence de l'excès de charge et de sa quantification à l'observatoire (voir la section 2.6.1).

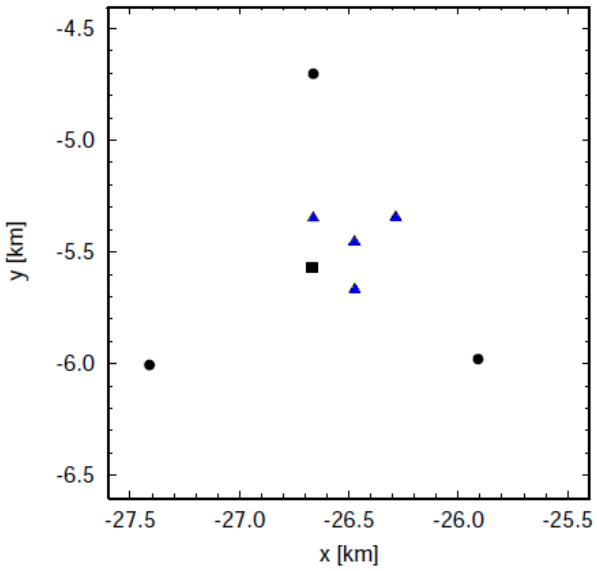


FIG. 2.11 – Plan du réseau MAXIMA. Les quatre stations radio sont représentées par les triangles bleus, Les cuves du SD sont indiquées par le carré et les disques noirs.

Avant cette configuration de MAXIMA plusieurs tests ont été réalisés, d'abord au niveau de l'antenne avec l'utilisation d'antennes LPDA différentes de la small Black-Spider et d'une antenne LOFAR[21] comme décrit dans [95], puis au niveau du mode de déclenchement. Lors de l'installation des 4 LPDA small Black-Spider, les stations étaient auto-déclenchées, l'efficacité n'étant pas satisfaisante, le bruit de fond radio sur le site de détection étant plus important que celui mesuré sur le site de RAuger, un déclenchement externe a ensuite été choisi. Ce dernier était réalisé par des scintillateurs.

2.3 AERA - The Auger Engineering Radio Array

Les deux réseaux décrits précédemment sont tous deux des précurseurs d'AERA ayant permis d'améliorer notre compréhension de l'environnement radio sur le site de l'observatoire Pierre Auger, ainsi que des mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes. Ces deux réseaux ont également permis de mieux comprendre les aspects techniques de la radio détection des rayons cosmiques. En effet, des moyens de détection différents ont été utilisés avec un mode de déclenchement purement autonome pour RAuger et un mode de déclenchement externe pour la dernière phase de MAXIMA. Des antennes et des électroniques différentes ont également été testées. En parallèle de ces précurseurs,

[21] LOw Frequency ARray

un groupe interne à la collaboration Pierre Auger, composé notamment des membres de RAuger et MAXIMA, s'est formé afin de concentrer les efforts dans l'établissement d'un grand réseau de stations radio.

La première étape du cahier des charges était de mesurer les rayons cosmiques au-delà de 0,1 EeV. Dans cette optique, le choix du lieu d'installation du réseau au sein de l'observatoire s'est porté sur son extension basse énergie, voir la section 1.4.1, page 38, située près du site des télescopes à fluorescence Coihueco. Les instruments installés dans cette extension basse énergie sont sensibles à des énergies allant de 0,1 EeV à 10 EeV. AERA est donc situé dans un environnement hybride de détection très favorable avec la présence de 10 télescopes à fluorescence répartis sur deux sites : Coihueco et HEAT ; du réseau standard du SD ainsi que d'AMIGA qui est constitué de détecteurs de muons et d'un réseau de cuves Cherenkov présentant un pas réduit de moitié (Infill) comparé au réseau standard.

AERA a pour objectifs :

- la caractérisation complète du rayon cosmique primaire : direction d'arrivée, énergie, nature,
- l'amélioration des connaissances relatives aux mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes,
- la confrontation des performances d'un grand réseau de stations radio avec celles des autres techniques de détection.

Le but initial du groupe AERA était l'installation d'un réseau couvrant 20 km^2 avec 160 stations disposées selon trois pas différents : 144 m, 250 m et 375 m, l'installation était prévue en trois phases. Cette surface a quelque peu été revue à la baisse, la phase 2 couvre actuellement 6 km^2, il est prévu d'atteindre 12 km^2 avec la phase 3. Le statut d'AERA au cours de l'année 2014 est présenté dans la figure 2.12, deux des trois phases sont installées, zones violette (AERA-I) et bleue (AERA-II) ; la phase 3 prévue pour fin 2014/début 2015 est indiquée en vert.

AERA a le statut de réseau de R&D au sein de l'observatoire Pierre Auger. À ce titre différentes antennes présentées dans [96], d'électroniques et de modes de déclenchements sont utilisés. AERA peut en effet être déclenché de manière autonome (comme RAuger) et externe (SD/FD) et même via des scintillateurs pour les stations qui en sont équipées. De nouveaux instruments sont également testés, notamment afin de mesurer la polarisation verticale et les basses fréquences, ces nouveaux développements sont présentés dans la section 2.3.6, page 71. Les stations sont alimentées de manière autonome grâce à des panneaux solaires et des batteries. Les deux premières phases sont brièvement décrites dans le paragraphe suivant, chaque constituant d'une station est ensuite détaillé, en commençant par la description des antennes utilisées et de leur LNA, puis du système de déclenchement et de la chaîne d'acquisition. Pour finir le système de communication entre les stations locales et le système d'acquisition (DAQ) est présenté. Un *beacon* est installé près du réseau. Il s'agit d'une antenne émettrice, produisant des signaux à quatre fréquences de référence (61,523 ; 68,525 ; 58,887 et 71,191 MHz), qui après leur réception par les stations AERA, doivent servir à leur inter-calibration en amplitude et en temps, afin d'améliorer la précision de la mesure à environ 1 ns. Cette technique est toujours en phase de test et de calibration au moment de l'écriture de ce manuscrit. L'antenne est installée sur la tour de communication du bâtiment de fluorescence Coihueco.

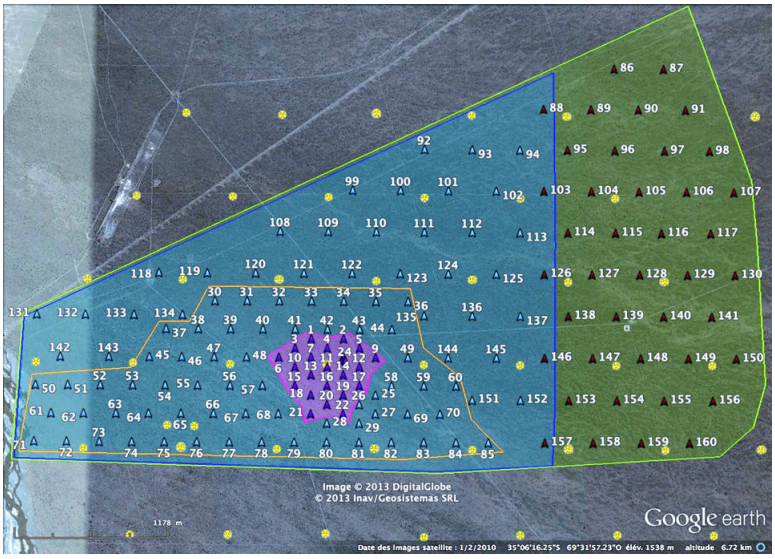


FIG. 2.12 – Carte d'AERA au cours de l'année 2014. AERA-I, installé en 2010 et composé de 24 stations espacées de 144 m, est présenté dans la zone violette ; AERA-II, installé en 2013 et composé de 100 stations espacées de 250 m pour les stations incluses dans la ligne orange et 375 m pour les autres, est présenté dans la zone bleue. La future phase 3 d'AERA, prévue fin 2014/début 2015, est indiquée par la zone vert. Les cuves Cherenkov de l'Infill sont indiquées en jaune.

AERA-I - Depuis mars 2011. L'installation de la première phase d'AERA a débuté en septembre 2010, elle constitue le cœur dense du réseau avec 24 stations espacées de 144 m couvrant 0,5 km^2. La prise de données officielle a débuté en mars 2011 après le test et la calibration des antennes. Chacune des 24 stations est équipée d'une antenne LPDA, présentée dans la suite.

AERA-II - Depuis mai 2013. La seconde phase d'AERA est installée depuis mai 2013, la prise de données a été quasi-immédiate. AERA couvre désormais 6 km^2 avec 124 stations. Les 100 nouvelles sont équipées d'antennes Butterfly plus sensibles comme présenté dans la suite. De plus, 40 de ces stations sont équipées d'une paire de scintillateurs servant au déclenchement des stations.

2.3.1 Environnement radio sur le site d'AERA

L'étude des rayons cosmiques via le signal radio émis par les gerbes nécessite une compréhension optimale de l'environnement du site de détection comme nous l'avons vu avec les résultats de RAuger. Le bruit de fond radio et notamment les RFI[22] observés, doivent être étudiés. Ce bruit de fond radio est composé d'émetteurs à bandes courtes et à bandes larges. Ces différents RFI ont été caractérisés par deux sondages de l'environnement radio du site de détection en 2010 [97] et 2011 [98]. La figure 2.13 présente la mesure du bruit de fond continu du site en polarisations horizontale et verticale en dBm[23]/MHz. Ces mesures ont été effectuées sur une bande de 1 à 120 MHz avec un analyseur de

[22] Radio Frequency Interferences

[23] dBm : rapport entre la puissance mesurée et 1 mW : $P(\text{dBm}) = 10\ \log_{10}(P(\text{W})/1\ \text{mW})$

spectre relié à une antenne LPDA avec une résolution de 30 kHz par pas de 10° en angle azimutal. On observe, pour des fréquences inférieures à 20 MHz des émetteurs continus à bandes étroites dont les signaux sont indépendants de l'angle azimutal. Au-dessus de 80 MHz, les signaux des émetteurs FM sont visibles. Les contributions du *beacon* sont également visibles, particulièrement en polarisation horizontale. On peut voir que la bande 30-80 MHz est dépourvue de fortes contributions radio et est donc appropriée à l'étude du champ électrique émis par les gerbes.

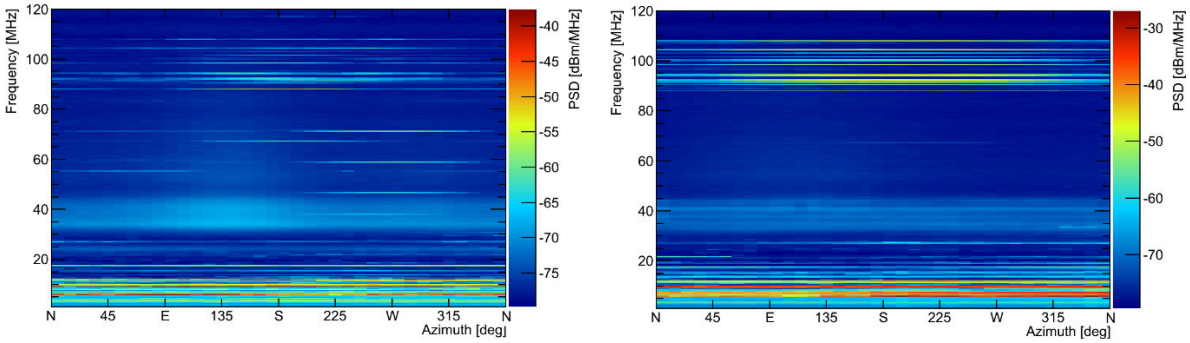


FIG. 2.13 – Spectres mesurés sur le site d'installation d'AERA de 1 à 120 MHz pour les polarisations horizontale (à gauche) et verticale (à droite). L'échelle de couleur représente la puissance spectrale en dBm/MHz. Des émetteurs à ondes courtes sont présents sous 20 MHz, les émetteurs FM sont visibles au-delà de 80 MHz. La bande 30-80 MHz, dépourvue de fortes émissions radio, est appropriée à la mesure de la composante radio du développement de la gerbe. La figure est extraite de [98].

Dans cette bande, après utilisation d'un filtre passe-bande entre 30 et 80 MHz, on peut étudier le fond radio continu dont la composante principale est dominée par le bruit de fond galactique. Ce dernier correspond à une émission diffuse principalement due à la giration des particules chargées dans le champ magnétique galactique. La contribution principale de cette émission est celle du plan galactique, pour laquelle les antennes, au sol, observent un cycle de lever/coucher. Les résultats de ces mesures pour 5 jours, pour les polarisations horizontales EO et NS du champ électrique mesuré, sont présentés dans la figure 2.14. Les cycles de lever/coucher du plan galactique sont visibles sur les deux voies d'acquisition avec une période correspondant à un jour sidéral (23h56'). Un émetteur de forte amplitude est visible en voie EO à 67 MHz.

D'autres sources de bruit de fond, transitoires, sont également présentes sur le site de détection. Ces sources sont principalement issues d'activités humaines : lignes électriques, transformateurs ..., mais également issues de causes naturelles, notamment des orages. Ces transitoires dus au bruit de fond doivent être supprimés par des algorithmes de réjection. Un tel algorithme, développé pendant la thèse, est présenté au chapitre 3.

2.3.2 Les antennes et leur LNA : Butterfly, LPDA et SALLA

Le choix de la LPDA (small Black-Spider) pour AERA-I a été principalement fondé par la disponibilité immédiate d'un lot suffisant de ces antennes pour construire un premier réseau. Pour le choix de celle utilisée pour AERA-II une étude précise de trois différents types d'antenne, présentés dans

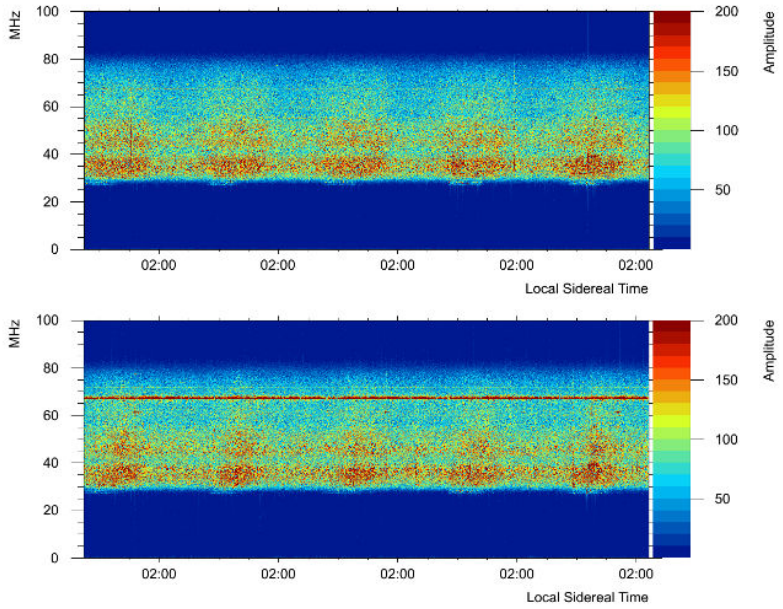


FIG. 2.14 – Spectres mesurés sur le site d'installation d'AERA de 1 à 120 MHz pendant 5 jours d'acquisition pour la voie NS (en haut) et EO (en bas) après installation d'un filtre passe-bande entre 30 et 80 MHz. L'échelle de couleur représente l'amplitude du signal mesuré. Les cycles de lever/coucher du plan galactique sont visibles sur les deux voies d'acquisition avec une période correspondant à un jour sidéral (23h56'). La figure est extraite de [98].

la figure 2.15, Butterfly, LPDA small Black-Spider et SALLA[24], a été effectuée. Ces trois antennes mesurent les deux polarisations horizontales du champ électrique, EO et NS.

Le choix de l'antenne utilisée pour AERA-II s'est porté sur celle introduisant le minimum de distorsion dans la forme du signal mesuré et présentant la meilleure sensibilité possible au signal radio. En Argentine, la vitesse du vent peut atteindre les 160 km/h, l'antenne doit donc être assez robuste pour y résister. De plus, dans l'optique de construire un grand réseau de stations radio, le coût individuel d'une station a également été pris en compte dans ce choix.

Butterfly. L'antenne Butterfly, présentée dans la figure 2.15, a été développée à Subatech pour l'expérience CODALEMA et a été installée pour la première fois à Nançay en 2008 comme vu dans le chapitre 1. La Butterfly est composée de deux antennes de type Bowtie [89, 85] consistant en des triangles isocèles de dimension 2×2 m^2. Il s'agit d'une antenne active, les signaux des dipôles sont alimentés directement dans les deux voies d'entrée du LNA situé dans la noix de l'antenne. Le sol est utilisé pour augmenter le signal, en effet à 1,5 m du sol, emplacement privilégié pour la noix de l'antenne, une addition constructive des ondes directes et réfléchies est obtenue pour la plupart des combinaisons fréquence/direction d'arrivée. La Butterfly permet de mesurer une large bande de fréquence grâce à la dépendance de l'impédance d'entrée de son LNA avec la fréquence. Ceci permet de

[24]Short Aperiodic Loaded Loop Antenna

FIG. 2.15 – En haut, de gauche à droite : antennes Butterfly et LPDA, en bas : antenne SALLA.

mesurer des longueurs d'onde plus grandes que la dimension de la structure de l'antenne. Le LNA utilisé pour l'antenne Butterfly a été développé à Subatech en 2004. Il s'agit d'un ASIC[25] utilisant une technologie AMS BiCMOS 0,8 μm. L'antenne est adaptée aux conditions environnementales de la pampa argentine, la structure des deux dipôles entraîne en effet une prise au vent minime de la Butterfly. Afin réduire au maximum cette prise au vent, une barre de renfort, dont l'étude et la réalisation ont été effectuées par le groupe d'Aachen, a été ajoutée à chaque triangle, comme ont peut le voir dans la figure 2.15. La sensibilité de la Butterfly au sol et à la direction d'arrivée des rayons cosmiques a été étudiée et caractérisée [49].

LPDA small Black-Spider. Les LPDAs, l'une d'entre elles est présentée dans la figure 2.15, sont constituées d'un assemblage de dipôles de plus en plus grands permettant de maintenir une résistance de rayonnement[26] constante sur une large bande de fréquence (principe du log-périodique). Ces antennes ont été utilisées pour MAXIMA. Une antenne LPDA small Black-Spider est constituée de deux plans indépendants présentant la même structure en aluminium, de dimension $4 \times 4 \times 3{,}4$ m^3. Cette antenne est dotée d'un système pliable afin de faciliter son transport sur le lieu d'installation. La taille des plus petits et des plus grands dipôles détermine la bande de fréquence disponible. Le LNA de la LPDA utilise la technologie Infineon avec un amplificateur BGA420 MMIC alimenté par un T-Bias en sortie [99]. La robustesse de cette antenne a été prouvée lors son utilisation pour MAXIMA et AERA-I.

SALLA. L'antenne SALLA, présentée dans la figure 2.15, est utilisée pour l'expérience Tunka-Rex [86], elle est composée de deux boucles de 1,2 m de diamètre, correspondant à une antenne de type Beverage [100]. Le design de cette antenne est optimisé pour combiner une sensibilité maximale

[25] Application Specific Integrated Circuit
[26] énergie utile rayonnée par l'antenne dans l'espace qui l'entoure

et des coûts de production et de maintenance minimales. Les dipôles sont chargés par une résistance de 500 Ω qui les relie. La résistance de charge permet de donner une forme spécifique à la directivité, correspondant au rapport entre la puissance rayonnée par unité d'angle solide dans une direction $\theta,\ \phi$ et la puissance qui serait rayonnée dans le cas d'une source isotrope émettant la même puissance totale[27]. Le LNA est placé au sommet de l'antenne entrainant la suppression de la réception des signaux provenant de sous l'antenne, sa sensibilité au sol, source d'erreurs systématiques, est donc négligeable. L'antenne SALLA présente une sensibilité constante avec la fréquence, sa structure compacte en fait une antenne robuste et facile à fabriquer.

Les données mesurées par les stations radio correspondent à la convolution du signal incident avec les réponses de l'antenne et de l'électronique. Cette dépendance aux différentes composantes de la station doit donc être supprimée des données, c'est ce que l'on appelle la déconvolution du signal. L'antenne en particulier présente une réponse en fréquence non-linéaire dépendant de la direction d'arrivée du primaire et de la polarisation du signal mesuré.
De la combinaison antenne/LNA utilisée dépend la sensibilité de l'antenne à son environnement radio. Afin d'étudier ces trois antennes, leur réponse aux signaux transitoires ont été comparées. Pour cela, la variable hauteur effective de l'antenne est utilisée, ainsi que la fonction de transfert du LNA.

La hauteur effective

La hauteur effective est le rapport entre le voltage et le champ électrique mesuré au niveau de l'antenne, elle s'exprime en mètre. Afin de la calculer on se place dans un repère sphérique centré sur la position de l'antenne comme présenté dans la figure 2.16. Dans ce système de coordonnées, le champ électrique incident produit par une gerbe considérée avec un front d'onde plan et provenant d'une direction d'arrivée $\theta,\ \phi$ est contenu dans le plan formé par les vecteurs unitaires $\vec{e}_\theta,\ \vec{e}_\phi$. Le champ électrique mesuré dans ce repère est appelé champ électrique instantané et s'exprime comme suit : $\vec{E}(t) = E_\theta.\vec{e}_\theta + \ E_\phi.\vec{e}_\phi$.

La corrélation entre le voltage mesuré au niveau de l'antenne $V(t)$ et le champ électrique du signal incident $\vec{E}(t)$ est donné par la hauteur effective de l'antenne $\vec{H}(t)$ dont le vecteur est indiqué en rouge dans la figure 2.16. Comme pour le champ électrique instantané, la hauteur effective peut s'exprimer sous la forme d'un vecteur complexe à deux composantes : $\vec{H}(t) = H_\theta.\vec{e}_\theta + \ H_\phi.\vec{e}_\phi$.

Le voltage mesuré par la station est alors donné par le produit scalaire du champ électrique instantané et de la hauteur effective : $V(t) = \vec{E}(t).\vec{H}(t)$.

La réponse de l'antenne est dans ce cas exprimée dans le domaine temporel, mais elle est plus généralement utilisée dans le domaine fréquentiel par $\vec{\mathcal{H}}(\omega)$ avec $\omega = 2\pi\nu$ où ν est la fréquence. Cette réponse dans le domaine fréquentiel est donné par : $\vec{H}(\omega) = \mathcal{F}(H_\theta).\vec{e}_\theta + \mathcal{F}(H_\phi).\vec{e}_\phi$ où $\mathcal{F}$ représente la transformée de Fourier du signal :

$$\mathcal{F}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\ e^{-2i\pi\nu t}\ \mathrm{d}t$$

[27] $D(\theta,\ \phi) = P(\theta,\ \phi)/P_{\mathrm{isotrope}}(\theta,\ \phi)$

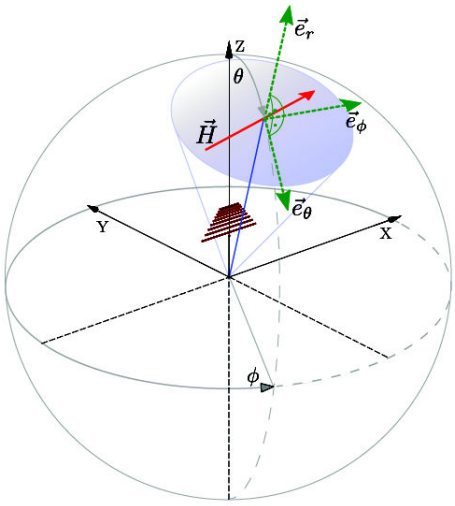


FIG. 2.16 – Repère sphérique, centré sur l'antenne, utilisé pour le calcul de la hauteur effective. Le vecteur hauteur effective $\vec{H}(t)$ est indiqué en rouge. La figure est extraite de [96].

Le voltage dans le domaine fréquentiel est alors exprimé comme suit : $\mathcal{V}(\omega) = \vec{\mathcal{E}}(\omega) * \vec{\mathcal{H}}(\omega)$. Le voltage dans le domaine temporel peut-être obtenu en appliquant une transformée de Fourier inverse : $V(t) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{V}(\omega))$.
La hauteur effective d'antenne est donnée par la simulation. Le logiciel NEC2 est utilisé [101]. Le résultat de ces simulations pour l'antenne LPDA est présenté dans la figure 2.17. On peut voir que la hauteur effective de l'antenne varie avec la direction du ciel observée.

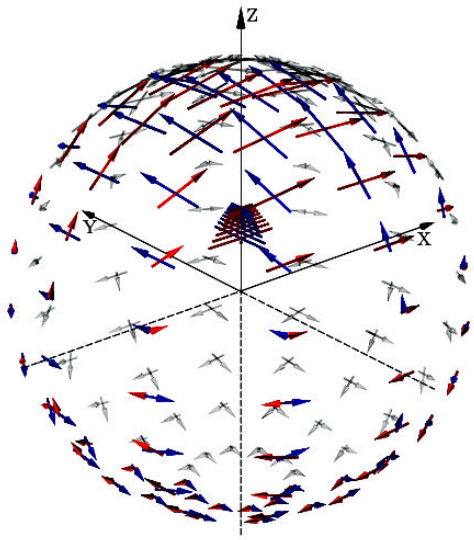


FIG. 2.17 – Hauteurs effectives obtenues à partir de simulations pour les deux polarisations de la LPDA, indiquées en rouge et en bleu, pour une fréquence arbitraire de 75 MHz. L'antenne est située au centre du repère.

En plus de la hauteur effective de l'antenne, la réponse de l'électronique et de la chaîne d'acquisition doit également être prise en compte. Il faut pour cela calculer la fonction de transfert associée à chaque composante de la chaîne électronique. Les détails de ces calculs sont présentés dans [96].

Comparaison des réponses des trois antennes à un transitoire

Le logiciel NEC2 a été utilisé afin de simuler la réponse $\vec{\mathcal{H}}_a(\omega)$ des trois antennes à un front d'onde plan. Cette valeur correspond à la conversion du spectre mesuré par les antennes et leur LNA en spectre incident émis par la gerbe. Pour chaque antenne, le comportement de leur hauteur effective combinée à la réponse du LNA, ainsi que le temps de propagation de groupe ont été simulés dans le domaine fréquentiel de 20 MHz à 90 MHz, utilisable sur le site, comme vu à la section 2.3.1. Les résultats correspondant sont présentés dans la figure 2.18.
Le LNA de la Butterfly ayant le plus gros gain, la hauteur effective associée présente donc les plus grandes valeurs. Les antennes SALLA et LPDA possèdent un système d'amplification similaire, mais la charge de la SALLA par une résistance de 500 Ω entraîne la diminution de la hauteur effective associée. On peut voir que la réponse de LPDA est très piquée au niveau des limites de la bande passante. La Butterfly quant à elle atténue le signal pour des fréquences inférieures à 30 MHz afin de supprimer les émetteurs à ondes courtes.
Le temps de propagation de groupe a lui aussi été étudié, celui-ci nous donne le retard induit par les antennes et leur LNA dans la propagation du signal en fonction de la fréquence. Ce retard doit être le plus constant possible dans la bande d'intérêt afin de ne pas déformer le signal. On peut voir que les variations de temps de propagation de groupe induites par la Butterfly et la SALLA sont relativement faibles dans la bande d'intérêt, contrairement à la LPDA pour laquelle une variation importante est observée. Une distorsion du signal est donc attendue pour cette dernière.

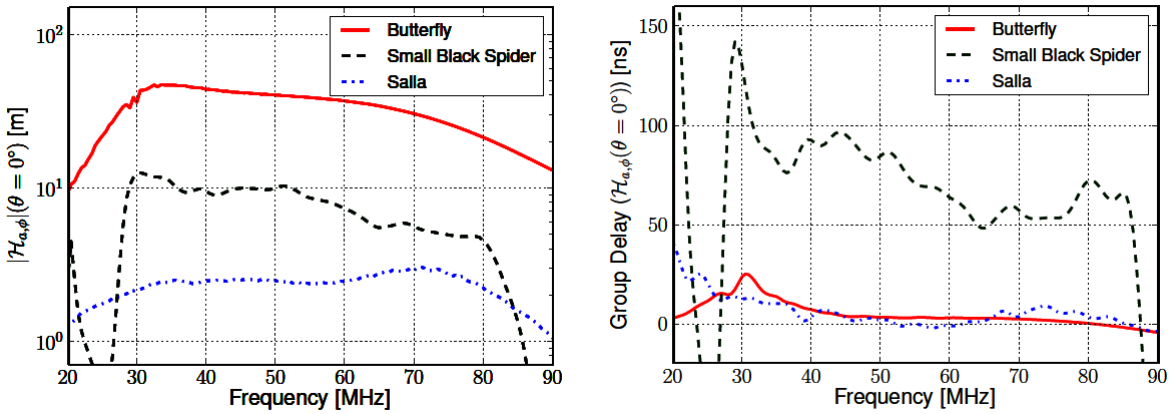


FIG. 2.18 – À gauche : hauteurs effectives simulées en fonction de la fréquence pour une direction d'arrivée correspondant au zénith, $\theta = 0°$, pour les trois antennes. À droite : temps de propagation de groupe simulés pour les trois antennes au zénith. Les figures sont extraites de [96].

La distorsion du signal induite par chaque antenne et son LNA dans le domaine temporel a ensuite été évaluée, elle doit être minime. Une transformée de Fourier inverse est appliquée sur la réponse $\vec{\mathcal{H}}_a(\omega)$ obtenue dans le domaine fréquentiel : $\vec{H}_a(t) = \mathcal{F}^{-1}(\vec{\mathcal{H}}_a(\omega))$. Le signal obtenu pour les trois

antennes est comparé à celui obtenu par l'utilisation d'un Dirac dans une bande passante limitée servant de fonction de transfert idéale. Cette dernière étant plate, elle n'entraîne aucune distorsion du signal. Ces signaux sont présentés dans la figure 2.19. On peut voir que, du fait de la constance de leur temps de propagation de groupe, les réponses des antennes Butterfly et SALLA sont très proches de la réponse idéale en temps mais aussi en amplitude. Dû à son temps de propagation de groupe non constant dans la bande 30-80 MHz, la LPDA entraîne une distorsion du signal non négligeable, ainsi qu'un retard temporel d'environ 70-80 ns visible avec le décalage du pulse principal.

La conservation de l'amplitude du signal mesuré par les trois antennes a été quantifiée. Pour cela, les valeurs des maximums d'amplitude des trois signaux ont été comparées à l'amplitude maximale idéale obtenue avec un Dirac étudié dans une bande passante limitée. Les antennes Butterfly et SALLA conservent plus de 95 % de l'amplitude contrairement à la LPDA, qui comme on peut le voir dans la figure 2.19, entraîne une réduction visible de l'amplitude (environ 25 %). Les distorsions du signal incident induites par la LPDA doivent être corrigées avant les analyses de données. Les antennes Butterfly et SALLA, induisant des distorsions minimes, sont quant à elles plus adaptées à la détection de signaux radio transitoires.

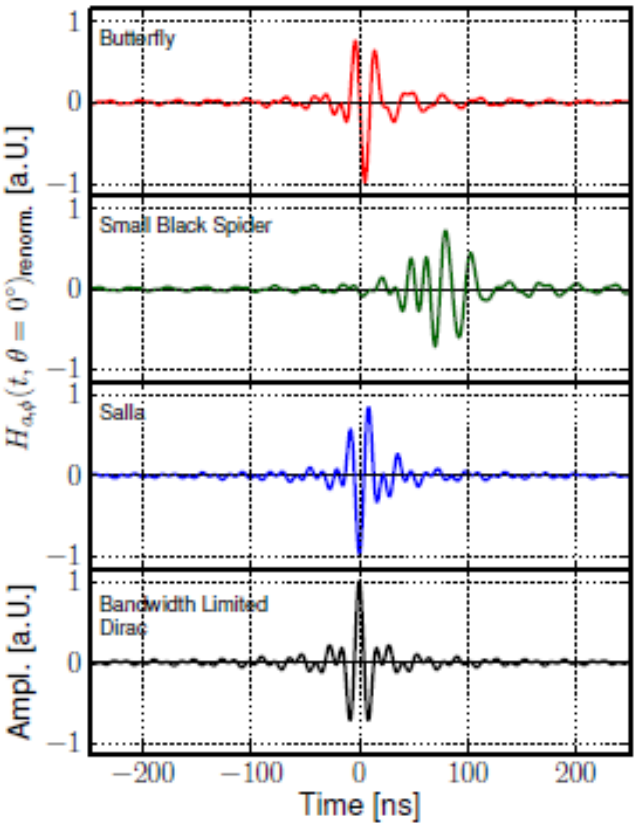


FIG. 2.19 – Réponses des trois antennes à un signal transitoire dans le domaine temporel. Le cas idéal, réalisé avec un Dirac étudié dans une bande passante limitée, est présenté pour comparaison. Le déphasage de π observé pour les trois antennes est dû au LNA. La figure est extraite de [96].

Comparaison de la sensibilité des trois antennes au bruit galactique

Comme vu dans la section 2.3.1, la source dominante de bruit de fond radio continu est le fond radio galactique. La contribution principale de cette émission est celle du plan galactique pour laquelle les antennes, au sol, observent les cycles de lever/coucher. La mesure des variations observées par les antennes lors de ces cycles peut être utilisée comme indicateur de leur sensibilité. Les mesures ont été effectuées simultanément pour les trois antennes, sur la voie EO, à l'observatoire de Nançay (voir la section 1.4.2) qui fournit un environnement radio calme et des conditions d'observation similaires à celles rencontrées en Argentine. Les mesures sont réalisées dans la bande 22-82 MHz en plusieurs balayages effectués avec le même analyseur de spectre. Un spectre est mesuré toutes les 4 s pour chacune des trois antennes. Les résultats de cette campagne de mesures sont présentés dans la figure 2.20. Les variations des cycles de lever/coucher du plan galactique sont observées par les trois antennes mais avec des intensités différentes. Les amplitudes de variation mesurées par l'antenne SALLA sont beaucoup plus faibles que celles obtenues avec la Butterfly ou la LPDA. Les mesures de variation de la contribution radio associées au plan galactique les plus précises sont obtenues avec l'antenne Butterfly.

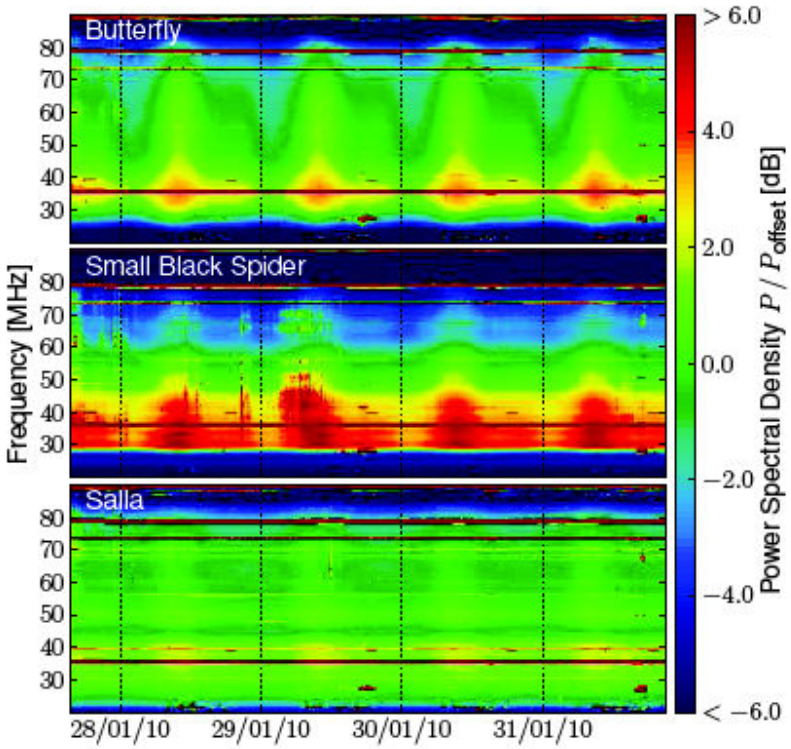


FIG. 2.20 – Spectres mesurés simultanément par les trois antennes à l'observatoire de Nançay durant 4 jours. Afin de présenter les résultats avec une échelle commune en fréquence, le spectre mesuré est normalisé par la bande passante de chaque antenne représentée par un décalage en puissance spectrale : $P_{offset}^{Butterfly} = -50,1$ dBm/MHz, $P_{offset}^{SALLA} = -67,5$ dBm/MHz et $P_{offset}^{LPDA} = -62,9$ dBm/MHz. Les transmetteurs FM et à ondes courtes sont visibles aux plus hautes et plus basses fréquences (lignes horizontales). La figure est extraite de [96].

Ces mesures ont ensuite été comparées à des simulations de bruit de fond. Ce dernier correspondant à la convolution du bruit de fond mesuré, extrait du code de génération de cartes radio du ciel LFmap [102], avec la réponse de l'antenne. Les variations maximales du niveau de bruit galactique en fonction de la fréquence obtenues à partir des mesures a été comparées avec les simulations. Afin de reproduire les observations, un niveau de bruit interne à chaque antenne, constant en fréquence, a dû être ajouté aux simulations, celui-ci est exprimé en pourcentage des valeurs maximales de variation simulées. Cette comparaison est présentée dans la figure 2.21. On peut voir que la densité spectrale mesurée par l'antenne Butterfly est dominée par le bruit de fond galactique ; en effet il n'a fallu ajouter que 15 % de bruit interne à l'antenne au bruit simulé pour reproduire les mesures. Pour l'antenne LPDA, 25 % du fond radio mesuré correspond au bruit de fond interne de l'antenne. La densité spectrale mesurée par l'antenne SALLA est quant à elle dominée par le bruit de fond interne à l'antenne.

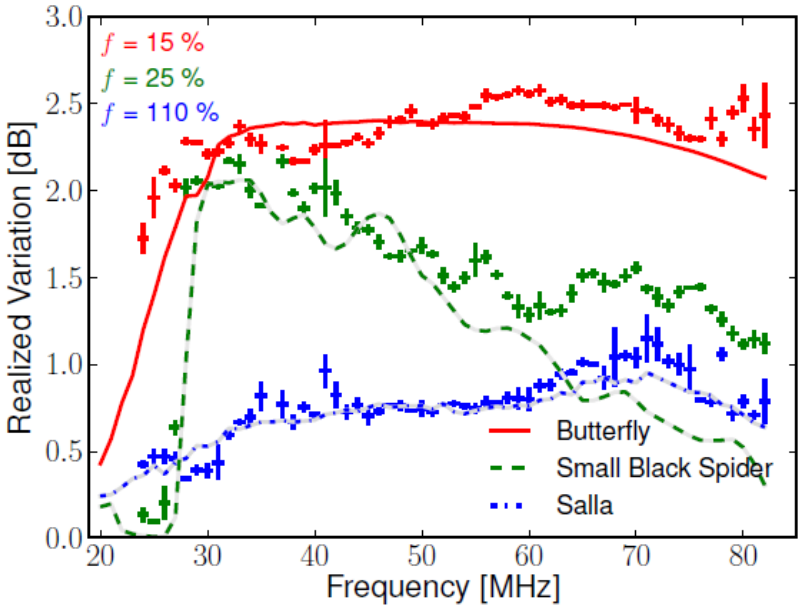


Fig. 2.21 – Comparaison, pour les trois antennes, des variations maximales du niveau de bruit galactique en fonction de la fréquence obtenues à partir des mesures (points avec barres d'erreur) avec les simulations auxquelles un niveau de bruit interne à chaque antenne, constant en fréquence, a été ajouté pour reproduire les mesures. La figure est extraite de [96].

L'antenne Butterfly offre les meilleures conditions d'observation des signaux transitoires radio. En effet, contrairement à l'antenne LPDA, la constance de son temps de propagation de groupe dans la bande de fréquence d'intérêt permet de minimiser la distorsion du signal. De plus, la mesure du bruit de fond radio continu a montré que la puissance spectrale mesurée par l'antenne Butterfly est dominée par le bruit de fond galactique avec un faible niveau de bruit interne à l'antenne, contrairement à l'antenne SALLA. L'antenne Butterfly présente la plus grande sensibilité au signal radio avec une réponse aux signaux transitoires qui conserve les propriétés du signal. Elle a donc été, logiquement, choisie pour équiper les 100 stations d'AERA-II.

2.3.3 Électronique de traitement et d'acquisition du signal

Traitement analogique du signal

La première étape de traitement du signal mesuré par l'antenne et son LNA consiste en un bloc filtre/amplificateur analogique. Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.1, la bande 30-80 MHz est dominée par le bruit galactique. Hors de cette bande, on trouve les émetteurs à ondes courtes, ainsi que la FM. Afin de supprimer la totalité de ces émetteurs, un système de filtrage passe-bande analogique 30-80 MHz est installé entre le LNA et l'électronique numérique, le filtre applique ici une coupure franche aux limites du passe-bande. L'effet de ce bloc filtre/amplificateur est présenté dans la figure 2.22. On observe bien la suppression des sources radio en dehors de la fenêtre 30-80 MHz. Dans cette dernière, le signal est quant à lui amplifié. Les raies du beacon sont visibles sur ces spectres.

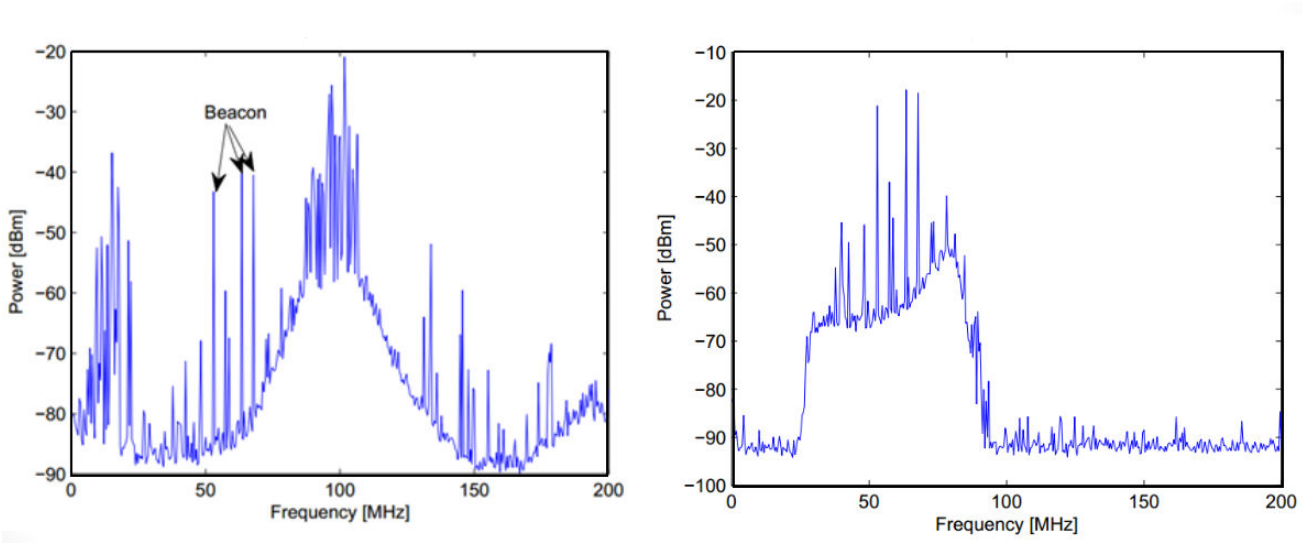


FIG. 2.22 – Spectres mesurés par l'antenne Butterfly, sans bloc filtre/amplificateur à gauche, avec ce bloc à droite. Les figures sont extraites de [103].

Traitement numérique du signal

Le traitement numérique du signal a pour première mission l'échantillonnage du signal reçu. Il permet aussi le stockage des traces et leur transmission ou celle de leur temps GPS au système d'acquisition (DAQ). Les algorithmes de déclenchement autonome des stations et de réjection du bruit de fond sont également implémentés dans cette partie de la chaîne.

Deux types de numériseurs équipent les stations AERA [104] :

– les numériseurs KIT/BUW, développés par le KIT et l'Université Bergische de Wuppertal, échantillonnent le signal à 180 MS/s avec une résolution de l'ADC[28] de 12 bits. Ce dernier est relié

[28] Analog to Digital Converter

à un FPGA[29] (Altera Cyclone 3) contenant les algorithmes de déclenchement autonome des stations. Ce bloc numérique dispose de 4 voies et entraîne une consommation de 10,8 W.
- les numériseurs Nikhef/RU, développés par l'institut de physique nucléaire d'Amsterdam (Nikhef) et l'Université Radboud de Nijmegen aux Pays-Bas, échantillonnent le signal à 200 MS/s avec une résolution de l'ADC de 14 bits. Comme pour les numériseurs KIT/BUW, celui-ci est relié à un FPGA Altera Cyclone 3 (4 pour les stations AERA-II) contenant l'algorithme de déclenchement autonome. Ce bloc numérique dispose également de 4 voies et entraîne une consommation de 7 à 8 W.

Des filtres peuvent être implémentés dans le bloc numérique afin de réduire le taux d'évènements bruit de fond avant décision des algorithmes de déclenchement autonome. Des filtres IIR[30] sont par exemple installés sur les numériseurs Nikhef/RU.

2.3.4 Systèmes de communication

Les systèmes de communication assurent le transfert d'informations entre les stations locales du réseau et la DAQ centrale installée dans le bâtiment des télescopes à fluorescence Coihueco. La liaison entre une station radio individuelle et la DAQ est assurée via des fibres optiques pour les stations AERA-I et via des systèmes commerciaux de communication sans fil pour les stations AERA-II. En effet, le nombre important de stations présentes sur le réseau pour la phase 2 d'AERA rend impossible l'utilisation de fibres optiques à la fois du point de vue de l'installation d'un tel système que du point de vue du coût relativement élevé d'une fibre optique. Afin d'optimiser les systèmes de communication sans fil, différents types d'antennes de communication ont été installés sur les stations AERA-II [105] :
- un système TDMA[31], utilisé pour les systèmes de communication des téléphones mobiles, entièrement personnalisé au besoin d'AERA. La technologie TDMA permet de transmettre les données de plusieurs stations (jusqu'à 180) via une seule fréquence porteuse, ici fixée à 2,4 GHz avec un débit de 5,5 Mo/s.
- un système commercial 802.11n + TDMA supportant jusqu'à 80 à 100 stations pour un canal dont la fréquence porteuse est fixée à 5 GHz avec un débit moyen de 80 Mo/s, allant jusqu'à 150 Mo/s. La technologie 802.11n est notamment utilisée pour les systèmes Wi-Fi commerciaux.

Ces deux systèmes de communication sans fil fonctionnement actuellement sans problème au sein du réseau.

2.3.5 Système de déclenchement des stations

Système de déclenchement associé à l'électronique KIT/BUW

L'électronique KIT/BUW équipe 17 stations d'AERA-I, 60 stations d'AERA-II et 4 stations tests supplémentaires présentées dans la section 2.3.6. Ces stations possèdent neuf modes de déclenchement que l'on peut regrouper en trois familles :

- déclenchement autonome,

[29] Field-Programmable Gate Array
[30] Infinite Inpulse Response
[31] Time Division Multiple Access

- déclenchement externe par le SD (depuis 2012), ainsi que par les télescopes à fluorescence des sites HEAT et Coihueco (depuis septembre 2013),
- déclenchements commandés : déclenchements 10 s, aléatoires et GUI[32] qui permet le monitoring du réseau. Ainsi qu'un déclenchement basé sur la présence d'avions qui est en service depuis mai 2014. En effet, comme vu pour RAuger, la détection d'un même avion par plusieurs stations du réseau permet leur inter-calibration en temps et en amplitude et permet également le calcul de la résolution angulaire du réseau.

Plusieurs niveaux de déclenchement sont utilisés, des algorithmes de niveaux 1 (T1) et 2 (T2) sont installés dans le bloc numérique de l'électronique de la station locale et permettent la réduction du taux d'évènements bruit en déclenchement autonome des stations. Un algorithme de niveau 3 est installé au niveau de la DAQ centrale (télescopes Coihueco) et gère à la fois les requêtes des déclenchements externes ou commandés et la sélection des déclenchements autonomes.
Pour le T1, l'amplitude du signal mesuré doit dépasser un certain seuil prédéfini. Plusieurs transformées de Fourier sont appliquées avant la décision pour réduire le nombre d'évènements bruit. Le niveau T2, permet l'application d'algorithmes de réjection du bruit de fond basés sur la forme d'onde. La DAQ centrale est constituée de trois modules : le PostMaster qui assure la communication entre les stations locales et les deux autres modules, le T3Maker [106] qui gère la sélection des évènements pour tous les modes de déclenchement et l'EventBuilder qui construit les fichiers de données brutes et les écrit sur disque.
Pour le déclenchement autonome des stations, les T2s sont envoyés par les stations locales au PostMaster qui les communique ensuite au T3Maker. Il s'agit de temps GPS dégradés de 6 bits (équivalent à 64 ns). En moyenne 500 temps GPS sont envoyés chaque seconde par chaque station radio. Les 77 $\times$ 500 Hz $= 38,5$ kHz de temps GPS sont ensuite analysés par le T3Maker :

- les T2s sont classés par temps croissants et des listes de stations en coïncidence sont établies,
- les directions d'arrivée des évènements sont reconstruites,
- l'algorithme de cône [107], décrit dans la suite, est appliqué afin de supprimer les évènements reconstruits avec une direction d'arrivé récurrente dans un court intervalle de temps.

Pour le déclenchement externe, le T3Maker traite les requêtes envoyées par le SD, le FD ou les déclenchements commandés de manière immédiate. Pour le déclenchement autonome, un délai de quelques secondes est appliqué afin que toutes les stations aient le temps de répondre à un évènement donné.

Une fois les requêtes de déclenchement externe traitées et les évènements en déclenchement autonome sélectionnés, le T3Maker envoie une liste de T3s sélectionnés au PostMaster et à l'EventBuilder avec un taux de 2 à 5 Hz. Le PostMaster réclame aux stations locales les traces des évènements sélectionnés et les transfère ensuite à l'EventBuilder. Ce dernier vérifie la cohérence entre les listes de T3s envoyées par le T3Maker et les traces transférées par le PostMaster, et construit les fichiers de données brutes qui sont écrits sur disque avec une moyenne de 1 Mo/s.

Sélection des déclenchements autonomes : algorithme de cône. Cet algorithme gère la sélection des données en déclenchement autonome. Il est appliqué pour tous les évènements correspondant dont la direction d'arrivée a pu être reconstruite par le T3Maker, c'est-à-dire des évènements avec $\theta \in [0°, 90°]$. Il utilise la pixelisation de la sphère, notamment HEALPix [108] pour subdiviser le ciel. Chaque direction d'arrivée reconstruite par le T3Maker correspond à un pixel de la sphère et à chaque

[32] Graphical User Interface

pixel est associé un compteur. Lorsqu'un évènement est reconstruit par le T3Maker, le compteur du pixel correspondant est incrémenté d'un point. Si dans les cinq minutes suivant cette incrémentation, la direction d'arrivée d'un autre évènement est reconstruite dans la direction du même pixel, le compteur de celui-ci est réincrémenté d'un point. Dans le cas contraire le compteur est remis à zéro. Dès que le compteur d'un pixel est supérieur à deux points, l'évènement est rejeté et les compteurs des pixels voisins, à 2° près, sont incrémentés d'un point.

Cet algorithme permet une diminution significative du taux d'évènements bruit de fond, de 1 kHz à quelques Hz, sauvegardant la place sur les disques de données. Le déclenchement autonome des stations peut donc être maintenu pour les 77 stations KIT/BUW.

Système de déclenchement associé à l'électronique Nikhef/RU

Les six stations d'AERA-I équipées de l'électronique Nikhef/RU sont déclenchées exclusivement de façon autonome. L'algorithme utilisé pour la discrimination des évènements gerbe du bruit de fond est basé sur l'étude de la forme d'onde dans le domaine temporel. Le signal mesuré est comparé à deux seuils indépendants L1, appelé seuil signal et L2, appelé seuil bruit comme présenté dans la figure 2.23. Différentes conditions utilisant ces deux seuils sont utilisées pour éviter les déclenchements induits par des évènements bruit, parmi lesquelles :

- le seuil signal ne doit pas être dépassé dans la fenêtre bruit de la trace, T_{prev}. En effet, le pulse principal contenant l'information sur la gerbe est de très courte durée, quelques dizaines ou centaines de nanosecondes. Les signaux sont enregistrés sur plusieurs dizaines de microsecondes afin de permettre l'analyse du bruit de fond enregistré avant et après le pulse principal. Cela permet notamment le calcul du rapport signal sur bruit. Dans la fenêtre bruit, l'amplitude du voltage mesuré doit être faible pour une évènement gerbe.
- Pendant la fenêtre signal, T_{per}, un nombre limité de dépassements du seuil signal est autorisé, cette condition permet d'éviter les doubles pulses.
- Dans cette même fenêtre, le temps séparant deux dépassements du seuil bruit est lui aussi limité à une valeur T_{cMax}, cette condition est elle aussi basée sur la courte durée du pulse principal.

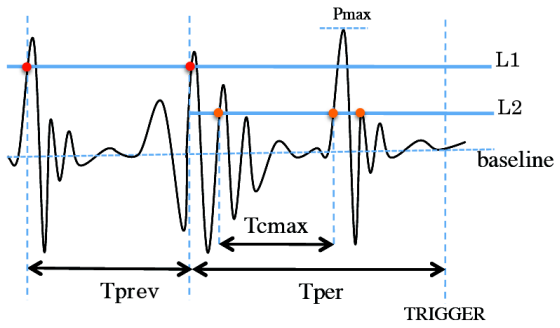


FIG. 2.23 – Algorithme de sélection des évènements gerbe par comparaison du signal mesuré avec différents seuils, intégré dans les FPGAs des numériseurs Nikhef/RU. La figure est extraire de [105]

Pour les 40 stations d'AERA-II équipées de l'électronique Nikhef/RU, une paire de scintillateurs a été ajoutée à l'installation. Ces stations peuvent donc être déclenchées par l'algorithme présenté ci-dessus, par les scintillateurs ou par une combinaison des deux déclenchements. Les performances de ces différents types de déclenchements sont actuellement étudiées, notamment concernant les différences d'efficacité au fil des saisons.

2.3.6 Développement de nouveaux instruments

Depuis novembre 2013, de nouveaux instruments sont testés au sein du réseau AERA, principalement pour l'étude des gerbes inclinées avec la mesure de la polarisation verticale du champ électrique, mais aussi pour l'exploration des basses fréquences. Les simulations montrent [109] que l'empreinte radio au sol d'une gerbe et donc l'efficacité des détecteurs radio, augmente rapidement avec l'angle zénithal et devient importante pour les gerbes inclinées ($\theta > 55°$). Pour celles-ci, une forte composante verticale du champ électrique est attendue. Dans l'optique de mesurer ces gerbes inclinées, deux types d'antenne permettant la mesure de la polarisation verticale sont installées depuis novembre 2013. Huit stations sont testées, cinq sont équipées d'une antenne Butterfly à laquelle a été adaptée une antenne Whisk développée par l'université d'AAchen en Allemagne, permettant la mesure de la polarisation verticale du champ électrique. Le désavantage principal de cette antenne Whisk est qu'elle interagit avec l'antenne Butterfly dans la bande de fréquence d'intérêt, aux environs de 58 MHz, comme présenté dans la figure 2.24 avec une étude de Didier Charrier, cette figure montre également une vue schématique de l'antenne Whisk. Des études sont actuellement menées à Subatech, concernant le développement d'une antenne 3D. Un autre type d'antenne est testé pour la mesure de la polarisation verticale avec trois stations de type LOPES. Une antenne de type similaire est également testée pour l'exploration des basses fréquences. En effet, d'après les simulations, un fort signal et une empreinte importante au sol sont attendus pour des fréquences inférieures à 10 MHz. Ces observations [110] conduisent notamment à la mise en place, par le groupe astroparticules de Subatech, de l'expérience EXTASIS à l'observatoire de Nançay. Les mesures de spectre en polarisation verticale et pour les basses fréquences réalisées à Nançay sont très encourageantes. Une statistique importante sera nécessaire pour apporter une conclusion quant aux performances qu'il est possible d'atteindre avec ces détecteurs.

2.4 AERA - Monitoring

Afin de s'assurer de la qualité des données, le réseau est perpétuellement contrôlé. Plusieurs outils ont été développés pour cette surveillance, comme le GUI mentionné dans la section 2.3.5 et son module Amonit. Permettant de contrôler l'acquisition des données, de connaitre le taux de déclenchement des stations et la proportion des différents types de déclenchement présents dans un fichier de données, de reconstruire les directions d'arrivée en temps réel ou encore de contrôler le statut des stations, comme présenté dans la figure 2.25.

Ces différents outils doivent permettre de détecter rapidement des pannes sur le réseau et également d'identifier les problèmes liés au système d'acquisition et au stockage des données. Dans cette partie est présenté un outil de monitoring, développé au cours de la thèse (en décembre 2012), basé sur l'étude des déclenchements 10 s, également appelés évènements "minimum bias" permettant d'étudier

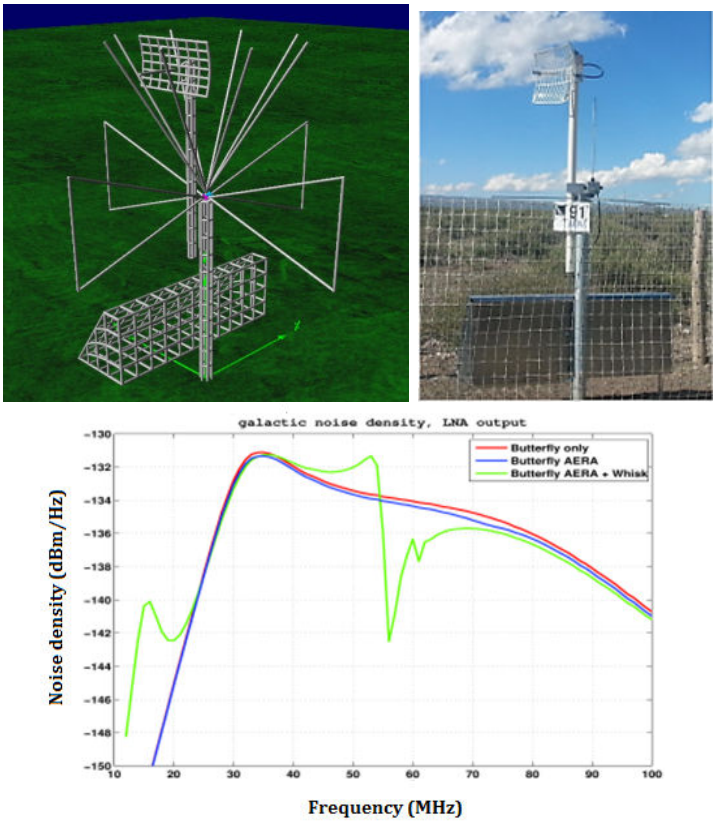


FIG. 2.24 – En haut de gauche à droite : vue schématique d'une antenne Whisk adaptée sur une antenne Butterfly, à droite : antenne LOPES modifiée pour l'étude des gerbes inclinées. En bas : simulation de la mesure du bruit galactique, effectuée par Didier Charrier, pour l'antenne Butterfly (rouge), une station équipée d'une antenne Butterfly (en bleu) et une station équipée d'une antenne Butterfly sur laquelle a été installée une antenne Whisk (en vert).

l'environnement radio du site. Cette étude a été réalisée sur les 17 stations AERA-I équipées de numériseurs KIT/BUW (voir la section 2.3.5).

En décembre 2012, des vols d'octoptère, équipés d'un émetteur radio, ont été planifiés afin d'inter-calibrer les stations. Le but était de mesurer la contribution de cet émetteur via les déclenchements 10 s permettant de visualiser un instantané de l'environnement radio. Afin que cette campagne de mesure se déroule dans les meilleures conditions possibles, le comportement des déclenchements 10 s a été étudié sur différents runs précédents la campagne de vols de l'octocoptère.

Au moment de l'étude les T3s-10 s étaient identiques aux T3s-SD hormis leur nanoseconde qui sont fixées à une valeur prédéfinie permettant l'identification de ces évènements dans les données (les valeurs 0 ns et 5.10^8 ns ont été utilisées). Lors de tels déclenchements externes (ou commandés), les 17 stations équipées de numériseurs KIT/BUW sont déclenchées par le T3Maker (voir la section 2.3.5). Durant la campagne de mesure, la DAQ fonctionnait de la façon suivante :

- aucun changement dans le traitement des T3s-SD n'a été appliqué,
- une requête de déclenchement du réseau était envoyée aux 17 stations toutes les 10 s par le T3Maker,

FIG. 2.25 – Captures d'écran issues du GUI et de son module Amonit, ils permettent notamment de contrôler l'acquisition des données (en haut à gauche), de connaitre la proportion des différents types de déclenchement présents dans un fichier de données (en haut à droite), de reconstruire les directions d'arrivée en temps réel (en bas à gauche) et de contrôler le statut des stations (en bas à droite).

– 99% des T3s des déclenchements autonomes étaient ignorés, 1 évènement sur 100 était enregistré afin de sauvegarder de l'espace disque durant les problèmes de RAID[33] servant au stockage des données.

Sous ces conditions, le taux de T3s était de 0,15 Hz.

La campagne d'étude des T3s-10 s a débuté le 21 novembre 2012 à 16h14 UTC, les déclenchements 10 s ont été étudiés durant 17 runs (du run 100203 au run 100220), le dernier ayant débuté le 5 décembre à 14h08 UTC. L'étude des premiers runs a montré quelques problèmes concernant les déclenchements 10 s. Les évènements requis n'étaient pas présents dans les données. Parallèlement a cette absence, un grand nombre d'évènements sans données a été observé. Le temps d'un évènement AERA est enregistré en seconde GPS, les temps des évènements vides apparaissaient quant à eux au format UTC. Ce temps correspondait au temps UTC du PC d'acquisition. Ces évènements vides étaient dus à un saut dans les secondes GPS des T3s-10 s, entraînant la requête de déclenchement dans le futur. Le problème a été corrigé à partir du run 100211. Durant la même période, des problèmes de stabilité du RAID ont été rencontrés. Ces instabilités ont entraîné l'arrêt de plusieurs runs.

Après la résolution des principaux problèmes de temps de requêtes T3s-10 s et de RAID, 6 runs étaient disponibles pour l'analyse (run 100211 et runs 100216 à 100220). Pour ceux-ci, plusieurs pa-

[33] Redundant Array of Independent Disks

ramètres ont été étudiés. La vérification de la satisfaction des différentes requêtes T3s-10 s dans les données permet de connaître l'état du réseau. On peut en effet savoir si une station était présente dans l'acquisition ou non, connaître le temps durant lequel une station est restée silencieuse aux requêtes et donc évaluer la stabilité du réseau au fil du temps. Les résultats obtenus pour trois des six runs disponibles sont présentés ci-dessous. On appelle requête satisfaite, une requête T3-10 s pour laquelle au moins une des 17 stations a répondu à la demande de déclenchement prévue par le T3Maker, et pour laquelle la seconde et la nanoseconde de l'évènement sont identiques à celles de la requête. A contrario, une requête non satisfaite est une requête pour laquelle aucune des 17 stations n'a répondu au temps requis par le T3Maker.

Run 100211. Ce run a débuté le 28 novembre 2012 à 9h46 UTC et a été interrompu pour modifier la valeur prédéfinie de la nanoseconde des évènements T3s-10 s de 5.10^8 ns à 0 ns, ceci afin de permettre la coïncidence des mesures de calibration entre toutes les stations AERA, celles équipées de numériseurs Nikhef/RU ayant également la nanoseconde des évènements "minimum bias" fixée à 0 ns. Ce run contient 1029 évènements ; durant cette période 718 requêtes T3s-10 s ont été émises dont 99,16% ont été satisfaites au temps requis. On peut alors vérifier l'efficacité du déclenchement externe. Comme vu plus haut, les 17 stations KIT/BUW doivent normalement être déclenchées. On peut vérifier la présence des stations dans l'acquisition comme présenté dans le tableau 2.1.

nombre de stations sans données	1	2	3	4	5	> 5
proportion de T3s-10 s (%)	3,51	0,14	0,14	0	0	0,14

Tab. 2.1 – Proportion de stations sans données dans le run 100211.

Sur cet exemple, on peut voir que le réseau est relativement stable, les 17 stations répondent la plupart du temps aux requêtes de déclenchement. Dans la majorité des cas contraires, une seule station reste muette au déclenchement. Afin de savoir s'il s'agit du comportement symptomatique d'une station particulière, leur comportement individuel a été étudié, les résultats sont présentés dans le tableau 2.2.

ID des stations	LS 1	LS 3	LS 6	LS 7	LS 10	LS 11	LS 13	LS 14	LS 15
Évènements sans données (%)	0,42	0	0	0,14	0	0	0,28	0,28	0,14

ID des stations	LS 16	LS 17	LS 18	LS 19	LS 20	LS 21	LS 22	LS 24
Évènements sans données (%)	0	0,28	0,84	0,14	1,54	0,14	1,26	0,28

Tab. 2.2 – Proportion d'évènements sans données du run 100211 par chaque station KIT/BUW.

Aucun comportement symptomatique n'est observé pour une station particulière pour ce run. Les mêmes étapes d'études sont suivies pour les runs suivants.

Run 100216. Le run 100216 a débuté le 28 novembre 2012 à 10h26 UTC. Ce run contient 3 fichiers de données. Les études présentées pour le run 100211 sont répétées pour ces trois fichiers afin d'étu-

dier le comportement des T3s-10 s durant le run, les résultats sont présentés dans les tableaux 2.3 à 2.5.

fichier	Nombres d'évènements	Nombre de requêtes T3s-10 s	Nombre de requêtes satisfaites	Nombre de requêtes non satisfaites	Nombre d'évènements sans données
1	2999	2154	2138 (99,26%)	16 (0,74%)	17 (0,78%)
2	2999	2137	2026 (94,81%)	111 (5,19%)	111 (5,19%)
3	1542	1130	1121 (99,20%)	9 (0,8%)	9 (0,8%)

Tab. 2.3 – Statistiques générales du run 100216.

On observe pour le run 100216, une perte d'efficacité, dans le deuxième fichier de données, avec une chute de plus de 4 points de l'efficacité du réseau. On observe également une forte corrélation entre le nombre de requêtes non satisfaites et le nombre d'évènements sans données. Comme vu précédemment, lorsqu'une station reste muette à un déclenchement externe, son temps de déclenchement prend la valeur du temps UTC du PC d'acquisition.

La stabilité du réseau est ensuite étudiée via l'étude de la proportion de stations ayant répondu aux déclenchements T3-10 s.

nombre de stations sans données	1	2	3	4	5	> 5
fichier 1 - proportion de T3s-10 s (%)	0,89	31,57	37,60	20,44	6,64	2,85
fichier 2 - proportion de T3s-10 s (%)	0	29,47	35,14	19,25	5,68	10,46
fichier 3 - proportion de T3s-10 s (%)	5,0	6,51	7,49	3,66	1,16	0,36

Tab. 2.4 – Proportion de stations sans données dans le run 100216.

Comme laissé supposé par la perte d'efficacité des réponses aux requêtes T3-10 s décrite précédemment, une instabilité du réseau est observée. En effet, hormis pour le troisième fichier, aucun évènement n'a déclenché le réseau complet. Dans le second fichier, plus de 10 % des évènements présentent plus de 5 stations muettes aux requêtes de déclenchement. Comme pour le run précédent, le comportement de chacune des stations est étudié afin de repérer un potentiel comportement symptomatique.

ID des stations	LS 1	LS 3	LS 6	LS 7	LS 10	LS 11	LS 13	LS 14	LS 15
fichier 1 - Évènements sans données (%)	100	7,62	6,78	8,0	6,31	8,23	97,33	6,5	8,27
fichier 2 - Évènements sans données (%)	100	7,95	7,11	14,51	6,51	15,45	100	14,26	14,91
fichier 3 - Évènements sans données (%)	18,82	1,87	1,34	0,98	1,07	1,87	20,43	1,34	1,52

ID des stations	LS 16	LS 17	LS 18	LS 19	LS 20	LS 21	LS 22	LS 24
fichier 1 - Évènements sans données (%)	7,2	6,96	7,58	8,79	7,02	6,50	9,91	6,41
fichier 2 - Évènements sans données (%)	7,5	7,45	6,91	7,7	8,24	6,76	8,88	6,07
fichier 3 - Évènements sans données (%)	1,61	0,98	2,32	2,23	2,41	1,07	2,41	0,98

Tab. 2.5 – Proportion d'évènements sans données du run 100216 par chaque station KIT/BUW.

On peut voir sur cet exemple, que les stations 1 et 13 sont restées muettes durant la quasi-totalité des deux premiers fichiers de données enregistrés. Elles répondent toutes deux durant environ 80 % du dernier fichier. Il est possible de croiser cette observation avec le *log-book* [111] d'AERA. Les stations 1 et 13 ont en effet été redémarrées le 29 novembre à 10h28, 28 minutes avant l'arrêt du run. Comme on peut le voir, l'analyse des T3-10 s est un outil efficace de contrôle du réseau.

Les runs suivants ont été étudiés de la même manière, les tableaux de résultats sont présentés en annexe. Les résultats obtenus pour le dernier run étudié sont présentés dans la figure 2.26.

Run 100220. Ce dernier run étudié montre, qu'après les ajustements décrits précédemment, le système de déclenchement des T3-10 s, ainsi que la réponse du réseau sont tous deux stables au cours des 260 h de données analysées. Hormis trois pics de variation importants (45 h, 130 h et 255 h) et un plus faible (70 h), le taux de requêtes satisfaites est (ou est très proche) de 100 %. Cette étude confirme également que les évènements sans données sont directement reliés aux requêtes non satisfaites. Les deux courbes sont, en effet, parfaitement confondues, comme on peut le voir dans la figure 2.26. Dans la figure de droite, on observe un comportement similaire et périodique ($\simeq$ 48 h) des stations 1, 7, 11, 13, 14 et 15. Pendant ces périodes, la proportion de temps sur 2 h pendant laquelle ces stations restent silencieuses est proche de 35 %. Ces stations présentent un comportement similaire durant le run 100219 (voir la figure A.1, page III). La raison de cette perte collective d'efficacité n'est pas connue.

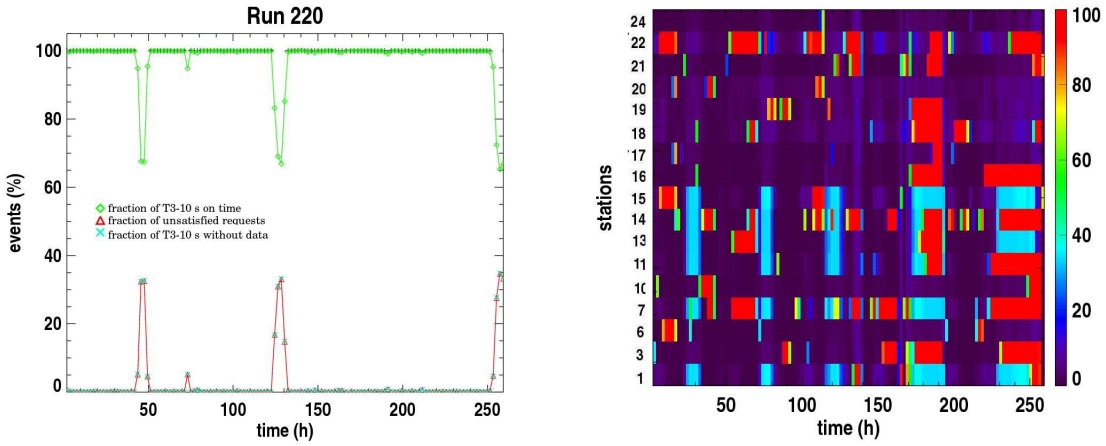


Fig. 2.26 – À gauche : informations générales concernant le run 100220 en fonction du temps, chaque point correspond à 2 h de prise de données. Les proportions de requêtes T3-10 s satisfaites et non satisfaites sont respectivement présentées par les losanges verts et les triangles rouges, la proportion d'évènements sans données est indiquée par les croix bleues. À droite : comportement individuel des stations KIT/BUW au cours du run, l'échelle colorée présente, par pas de 2 h, la proportion du temps où une station donnée est restée silencieuse aux déclenchements T3-10 s (rouge pour une station silencieuse durant 2 h, noir pour une station ayant répondu à toutes les requêtes T3-10 s durant les 2 h).

Comme nous avons pu le voir dans cette section, l'étude des T3-10 s, ainsi que l'utilisation du GUI, sont très utiles pour connaitre l'état du réseau a un instant donné. Cet outil d'analyse a été mis

à jour avec les 60 nouvelles stations KIT/BUW installées en mai 2013.

2.5 AERA - Reconstruction et sélection officielle des données

Reconstruction des données AERA. Les données AERA sont reconstruites à partir du "framework" officiel de la collaboration Auger, Offline basé sur un format ROOT [112] d'input/output. Les fonctionnalités concernant la radio y sont incluses depuis 2011, la structure radio d'Offline est décrite dans [113]. Offline est divisé en deux structures distinctes et indépendantes : la structure *évènement* contenant les données et les quantités reconstruites et la structure *détecteur* contenant les informations techniques comme le hardware utilisé ou le type d'antenne pour la radio. La liaison entre les deux structures est effectuée par des *modules d'analyse* indépendants les uns des autres, les informations apportées par les divers *modules d'analyse* sont propagées au travers de la structure *évènement*. L'utilisation de structures et de modules indépendants les uns des autres permet une flexibilité importante du "framework", ils peuvent être facilement supprimés ou modifiés.
Les données AERA sont traitées sur deux niveaux, un niveau *station* donnant accès au champ électrique incident indépendamment du détecteur utilisé et *voie* donnant accès au voltage brut mesuré par les deux voies de la station (traces ADC).

Typiquement, l'analyse d'un fichier de données se déroule de la manière suivante :
- les données sont analysées au niveau *voie* par les *modules d'analyse* associés à cette classe. Les filtres en fréquence sont par exemple appliqués à ce stade, les traces ADC mesurées sont converties en voltage. Des algorithmes de sélection ou correction des données peuvent être appliqués,
- l'effet de la réponse du détecteur est corrigé, donnant accès au champ électrique incident,
- ce champ électrique est traité par les *modules d'analyse* associés à cette classe. Les observables reconstruites, intéressantes pour des analyses physiques sont calculées dans cette partie de la reconstruction.

Les données reconstruites sont stockées sous forme d'arbres dans des fichiers ROOT : ADST[34].

Vers une sélection officielle des données AERA. Comme vu dans la section 2.3.1, les stations radio sont principalement déclenchées par du bruit de fond d'origine humaine ou naturelle, cette dernière est prise en compte au travers du monitoring des conditions météo du site de détection. Même après application des trois niveaux de déclenchement, les données sont dominées par des transitoires bruit de fond. La sélection des évènements gerbes, notamment des coïncidences avec les autres détecteurs d'Auger, et la suppression du bruit de fond constituent un des plus importants challenges de la radio-détection des gerbes atmosphériques.
Compte tenu du nombre important de stations constituant la version actuelle d'AERA, cette activité concentre beaucoup d'efforts au sein du groupe. Diverses méthodes ont été développées, notamment dans la construction d'algorithmes de réjection basés sur l'analyse de la forme d'onde du signal, pouvant être appliqués au niveau 2 (T2) du déclenchement des stations. Le développement d'un tel algorithme à partir des données RAuger-II a fait l'objet de la première partie de cette thèse et est présenté dans le chapitre 3. Plusieurs méthodes de recherche de coïncidences entre AERA et le SD ont également

[34] Advanced Data Summary Tree

été présentées, une telle méthode a également été développée au cours de cette thèse et est présentée au chapitre 4.
Une dizaine de notes internes à la collaboration aborde ces différents sujets. Une campagne de comparaison des méthodes de recherche de coïncidences a été menée au cours de l'année 2013, dont une partie est présentée dans la section 4.5, page 138. Une inhomogénéité des évènements sélectionnés a été observée, le taux de recouvrement moyen entre les diverses méthodes est d'environ 50 %. Les différences observées ont été étudiées et sont désormais mieux comprises comme présenté dans la section 4.5, page 138.
Afin de faciliter la sélection des données hybrides intéressantes pour les analyses physiques et la sélection de données à utiliser pour publication, une chaîne officielle de reconstruction des données AERA en déclenchement externe est développée : le RdObserver. Ce projet est porté par J. Neuser (Wuppertal). Il s'agit d'une application standard d'Offline. Les applications standards consistent en une chaîne prédéfinie de *modules d'analyses*.
La première version officielle du RdObserver (v1.0) y est installée depuis mars 2014. Cette application permet la reconstruction hybride des évènements en déclenchement externe et des évènements sélectionnés pour le SD (Infill) et le FD (Coihueco et HEAT). Des critères de sélection, provenant des différentes méthodes de sélection de données développées par le groupe AERA, comme le temps de montée décrit dans le chapitre 3, sont implémentés afin d'analyser leur comportement sur la pureté de la reconstruction. Aucune coupure sur ces paramètres n'est appliquée dans la v1.0 sur ces critères de sélection.
Le RdObserver analyse les données sur le serveur LOTTA installé au sein du bâtiment de télescopes à fluorescence Coihueco. La v1.0 sélectionne environ 5 coïncidences AERA-SD par jour et 0,5 coïncidences AERA-SD-FD par jour de fonctionnement des télescopes à fluorescence. Les évènements sélectionnés, au format ADST.root, sont transférés chaque jour en Europe. Cette méthode est en cours d'amélioration afin d'augmenter l'efficacité de la reconstruction et la pureté des évènements sélectionnés notamment en utilisant des coupures supplémentaires sur les critères de sélection implémentés mais non utilisés jusqu'alors. Ceci fera l'objet de la version v1.1 du RdObserver.

2.6 AERA - Principaux résultats

Nous avons vu précédemment le fonctionnement de l'expérience et quelques outils de monitoring. Dans cette section sont résumés les principaux résultats d'AERA, indépendants des travaux réalisés durant cette thèse, notamment concernant l'étude des mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes via l'analyse de la polarisation du champ électrique mesuré par les antennes. Les résultats concernant la corrélation entre l'énergie du primaire et l'amplitude du champ électrique sont aussi présentés.

2.6.1 Étude de la polarisation du champ électrique induit par les gerbes

Une fois le détecteur caractérisé et la qualité des données monitorée, la première étape de l'étude des rayons cosmiques par le signal radio induit par les gerbes consiste à comprendre les phénomènes conduisant à son émission lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère. Comme vu dans la section 1.3.1, page 27, deux phénomènes principaux sont privilégiés pour expliquer l'émission de ce champ électrique : l'effet géomagnétique, dominant, dû à l'action du champ magnétique terrestre sur les particules chargées de la gerbe, entraînant leur séparation systématique, et l'excès de charge dû à l'annihilation des positrons de la gerbe pendant son développement dans l'atmosphère et aux effets

Compton, Bhabha et Moeller, dont les diagrammes de Feynman sont présentés dans la figure 1.19, page 29. La présence du premier phénomène a été confirmée par plusieurs expériences modernes de radio détection des rayons cosmiques (voir la section 1.3.1). La signature de l'excès de charge a été observée dans les données CODALEMA confrontées au code de simulation SELFAS, avec l'observation d'un décalage du cœur radio par rapport au cœur particules [29].

Ces deux phénomènes entraînent la création d'un champ électrique polarisé, les figures de polarisation associées à chacune de ces contributions sont néanmoins différentes. Cette caractéristique permet donc, par l'étude de la polarisation du signal mesuré, de remonter aux mécanismes d'émission ayant conduit à sa création. Comme détaillé dans la section 1.3.1, l'effet géomagnétique induit un champ électrique unidirectionnel, aligné dans la direction $-\vec{v} \wedge \vec{B}$ alors que l'excès de charge conduit à la création d'un champ électrique radial selon l'axe de la gerbe.
L'étude de la polarisation du champ électrique émis par les gerbes est l'un des résultats principaux d'AERA et de ses prototypes. L'étude complète de ce phénomène est décrite dans [114], elle a été réalisée à partir des données mesurées de mai 2010 à juin 2011 par le réseau du prototype MAXIMA présenté dans la section 2.2 et celles mesurées au cours des deux premiers mois de prise de données d'AERA-I, en mai et juin 2011.
Des coupures strictes ont été appliquées sur ces données afin de s'assurer que les évènements utilisés pour l'étude étaient directement reliés à une gerbe atmosphérique. Pour cela seuls les évènements vus en coïncidence temporelle et angulaire avec le SD ont été analysés. Pour ce dernier, des effets géométriques fins sont à prendre en compte lors de la mesure de gerbes inclinées. En effet la forme hexagonale d'une maille élémentaire du SD entraîne une variation de la probabilité de détection avec l'angle azimutal (voir [12]). Afin de s'affranchir de ces effets, une coupure sur l'angle zénithal est appliquée afin de supprimer les gerbes inclinées ; pour le réseau standard elle correspond à $\theta < 60°$ [115]. Pour MAXIMA et AERA, la présence de cuves supplémentaires présentant un pas réduit modifie ces valeurs, on a : $\theta < 40°$ pour MAXIMA et $\theta < 55°$ pour AERA. Une coupure en énergie est réalisée pour les évènements de MAXIMA, seules les gerbes avec $E > 0,20$ EeV sont conservées. Pour AERA, seules les coïncidences avec des gerbes ayant été détectées par au moins une station SD adjacente à AERA-I ou dont la distance à l'axe était inférieure à 2,5 km ont été analysées. Les conditions météorologiques ont été vérifiées afin d'éliminer les gerbes détectées en période d'orage.
Pour les périodes considérées, ces différentes coupures conduisent à la sélection de 37 gerbes pour l'analyse de la polarisation : 17 détectées par AERA-I et 20 par MAXIMA.

Calcul du champ électrique

Pour chacune des 37 gerbes sélectionnées, on extrait l'amplitude du maximum de signal de chaque trace des stations participantes en polarisation EO et NS, $\epsilon_{\mathrm{EO/NS}}$. Celui-ci est déterminé par le maximum de la transformée de Hilbert de la trace. Cette dernière consiste en la convolution du voltage mesuré avec la transformée de Hilbert, $\mathcal{H}$, du Dirac : $\frac{1}{\pi t}$ et permet d'obtenir l'enveloppe de la trace. Afin d'obtenir le champ électrique mesuré par les stations radio, le voltage mesuré est corrigé des réponses de l'antenne et de l'électronique comme vu dans la section 2.3.2. La hauteur effective est utilisée pour déterminer ces réponses, cette observable est dépendante de la direction d'arrivée du rayon cosmique primaire. Cette dernière est, ici, extraite de la reconstruction donnée par le SD.

Le paramètre R

Une observable, le paramètre R, a été construite afin de confirmer la présence d'un mécanisme autre que l'effet géomagnétique dans les données AERA et MAXIMA. Comme décrit précédemment, l'effet géomagnétique induit un champ électrique polarisé dans la direction $-\vec{v}\wedge\vec{B}$ comme représenté dans la figure 2.27 pour deux stations radio. Ce champ électrique ne dépend pas de la position des stations, on peut alors utiliser un repère (η,ξ) projeté au sol, pour lequel ξ est la projection de $-\vec{v}\wedge\vec{B}$ dans le plan du sol, avec η orthonormal à ξ comme également représenté dans la figure 2.27.

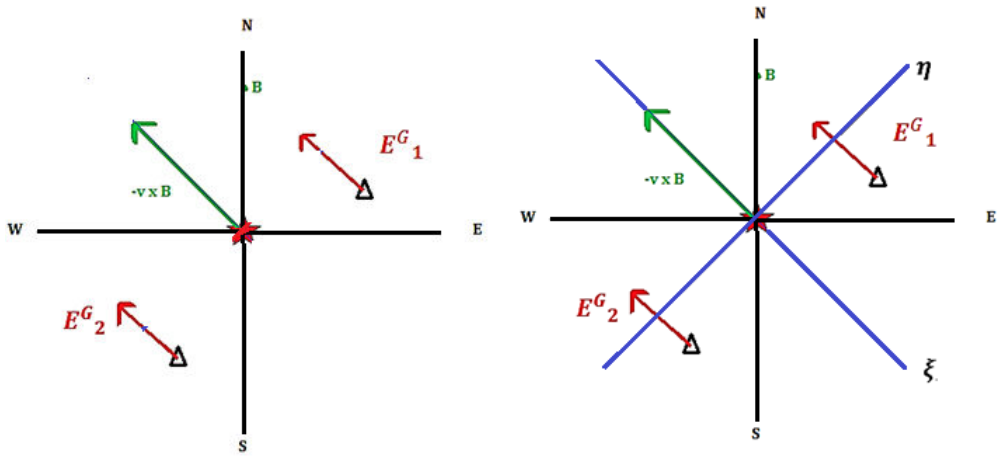


FIG. 2.27 – À gauche : représentation du champ électrique induit par l'effet géomagnétique, $\vec{E}_G$ en rouge, pour deux stations représentées par des triangles. La direction du vecteur $-\vec{v}\wedge\vec{B}$ projetée dans le plan au sol est représentée par le vecteur vert. À droite : définition du repère (η,ξ), indiqué en bleu, utilisé pour le calcul du paramètre R.

De même, on peut étudier la contribution du champ électrique induit par l'excès de charge pour nos deux stations exemples, comme présenté dans la figure 2.28. Le champ électrique associé à ce phénomène est radial selon l'axe de la gerbe et sa direction dépend de la position relative de l'observateur par rapport à l'axe. Pour étudier cette dépendance, est défini dans le repère $(\vec{\eta},\vec{\xi})$ un angle d'observation du champ électrique Ψ correspondant à l'angle entre l'axe ξ et le vecteur radial allant de la station au cœur de la gerbe. On obtient pour chaque station un angle Ψ (de 0 à 2π) dépendant de sa position.

On peut projeter le champ électrique mesuré, $\epsilon_{\mathrm{EO/NS}}$, dans le repère $(\vec{\eta},\vec{\xi})$, on a donc $\vec{\epsilon}_{(t,\vec{\eta},\vec{\xi})} = \epsilon_\eta(t)\,\vec{\eta} + \epsilon_\xi(t)\,\vec{\xi}$. Le paramètre R est alors défini à partir des amplitudes du champ électrique calculées dans ce repère, il est fonction de l'angle d'observation du champ électrique tel que :

$$R(\Psi) = \frac{\sum_{i=1}^{N} \epsilon_\eta(t_i)\;\epsilon_\xi(t_i)}{\sum_{i=1}^{N}(|\epsilon_\eta(t_i)|^2 + |\epsilon_\xi(t_i)|^2)} \tag{2.2}$$

où N correspond aux nombres de bins présents dans la fenêtre signal de la trace contenant le pulse principal, un exemple d'une telle fenêtre est présenté dans la figure 4.4, page 120.

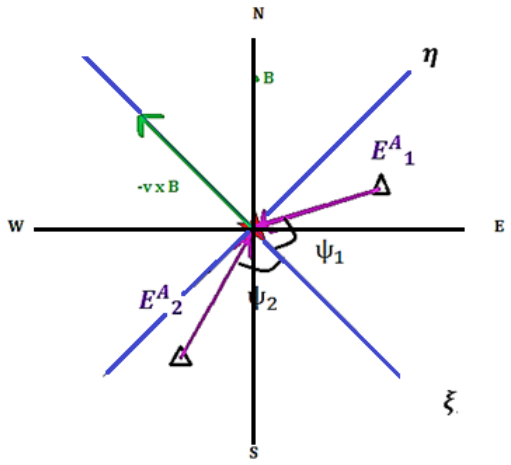


FIG. 2.28 – Représentation du champ électrique induit par l'excès de charge, $\vec{E}_A$ en violet, pour deux stations représentées dans le repère défini dans la figure 2.27. Les directions projetées dans le plan du sol du champ électrique dû à l'excès de charge pour chaque position d'antenne sont définies par les angles Ψ_1 et Ψ_2.

Par construction, ϵ_η est nul dans le cas d'une émission purement géomagnétique, en effet, on a : $\vec{\eta} \perp \vec{\xi}$ et $\vec{\xi}$ // $\vec{E}_G$. Ceci implique la nullité du paramètre R dans le cas d'une émission purement géomagnétique. A contrario, l'observation d'un paramètre R non nul en fonction de Ψ indique la présence d'au moins un mécanisme secondaire. Les résultats de l'étude du paramètre R en fonction Ψ réalisée sur les données de MAXIMA et d'AERA sont présentés dans la figure 2.29.

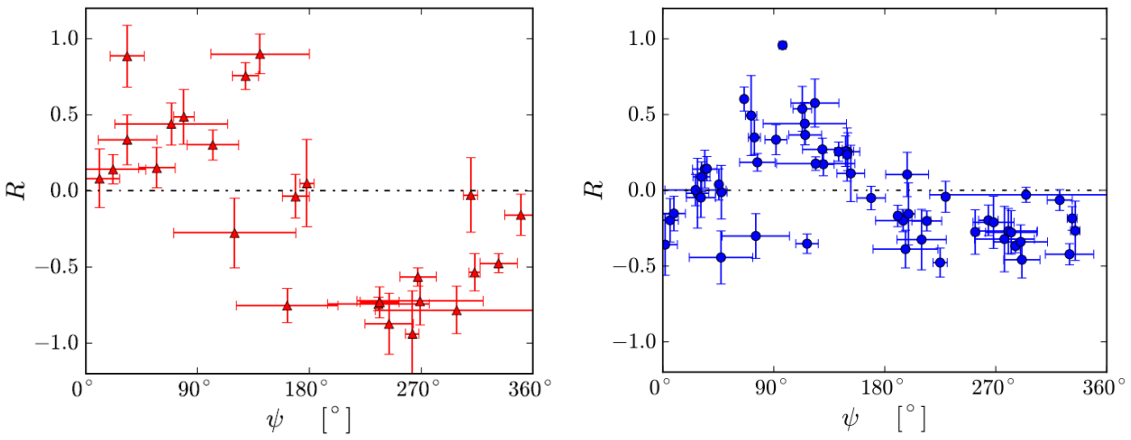


FIG. 2.29 – Paramètre R en fonction de l'angle d'observation Ψ calculé pour les données de MAXIMA (à gauche) et d'AERA (à droite). La ligne en pointillé représente la valeur R = 0 attendue dans le cas d'une émission purement géomagnétique. Chaque point correspond à une station participant à une des 37 gerbes sélectionnées. Les figures sont extraites de [114].

Une dépendance du paramètre R en sin(Ψ) est clairement observée pour MAXIMA et AERA.

Cette observation atteste de la présence d'au moins un mécanisme secondaire, radial selon l'axe de la gerbe. Le champ électrique émis par les gerbes n'est pas uniquement dû à l'effet géomagnétique. Afin de confirmer ce résultat, le paramètre R calculé a été comparé au paramètre R obtenu à partir des simulations des mêmes données par différents codes de modélisation de l'émission du champ électrique par les gerbes. Comme vu dans la section 1.3.1, ces codes utilisent différentes approches pour cette modélisation et notamment différents modèles d'interaction, ces approches sont résumées dans le tableau 2.6. Le symbole ρ représente la densité de l'air. Notons que dans la version 2 de SELFAS l'indice de réfraction de l'air dépend de ρ.

Modèle	**Structure de l'atmosphère**	**Indice de réfraction de l'air**	**Modèle d'interaction**
CoREAS	couches multiples	$\propto \rho$	monte-Carlo
EVA1.01	couches multiples	$\propto \rho$	paramétrisé
MGMR	une couche	0	paramétrisé
REAS3.1	couches multiples	$\propto \rho$	monte-Carlo
SELFAS V1	couches multiples	0	paramétrisé
ZHAireS	couches multiples	$\propto \rho$	monte-Carlo

Tab. 2.6 – Quelques caractéristiques des différents codes de simulation du champ électrique émis par les gerbes utilisés pour l'étude de polarisation.

Pour les codes de simulation pour lesquels la contribution excès de charge peut être supprimée, comme SELFAS, deux simulations ont été réalisées :

- une dont le champ électrique induit par les gerbes est d'origine purement géomagnétique,
- une pour laquelle une fraction réaliste d'excès est ajoutée lors de la génération de la gerbe.

Pour les autres, une simulation incluant l'effet géomagnétique et l'excès de charge est réalisée.
Le résultat de la comparaison du paramètre R calculé à partir des 17 gerbes détectées par AERA-I à celui simulé par le code SELFAS est présenté dans la figure 2.30. Les résultats obtenus à partir des autres codes de simulation sont disponibles dans [114] et sont résumés dans le tableau 2.7 où sont présentés les coefficients de Pearson, ρ_P, permettant de quantifier le niveau de corrélation entre les deux variables. Les valeurs à 95 % de confiance obtenues en réalisant 25 simulations Monte-Carlo pour chaque évènement en faisant varier les paramètres de la gerbe à partir des incertitudes de la reconstruction SD sont également présentées.

Les coefficients de Pearson obtenus pour les simulations effectuées en supposant une émission du champ électrique purement d'origine géomagnétique sont très proches de zéro. Après ajout d'une contribution excès de charge, la corrélation entre les deux variables augmente avec des coefficients de Pearson qui se rapprochent de 1. Les données sont donc mieux décrites par des simulations incluant l'excès de charge. Les mêmes résultats, disponibles dans [114], sont obtenus pour les 20 gerbes détectées par MAXIMA.

Ce résultat étant confirmé, la proportion d'excès de charge contribuant au champ électrique total doit être quantifiée. Cela revient à mesurer la déviation entre la polarisation du champ électrique attendue d'une émission purement géomagnétique et celle mesurée par AERA et MAXIMA. Cette polarisation peut être étudiée via l'angle de polarisation ϕ_{pol} qui correspond à l'angle entre la composante NS et la composante EO du champ électrique mesuré, comme présenté dans la figure 2.31.

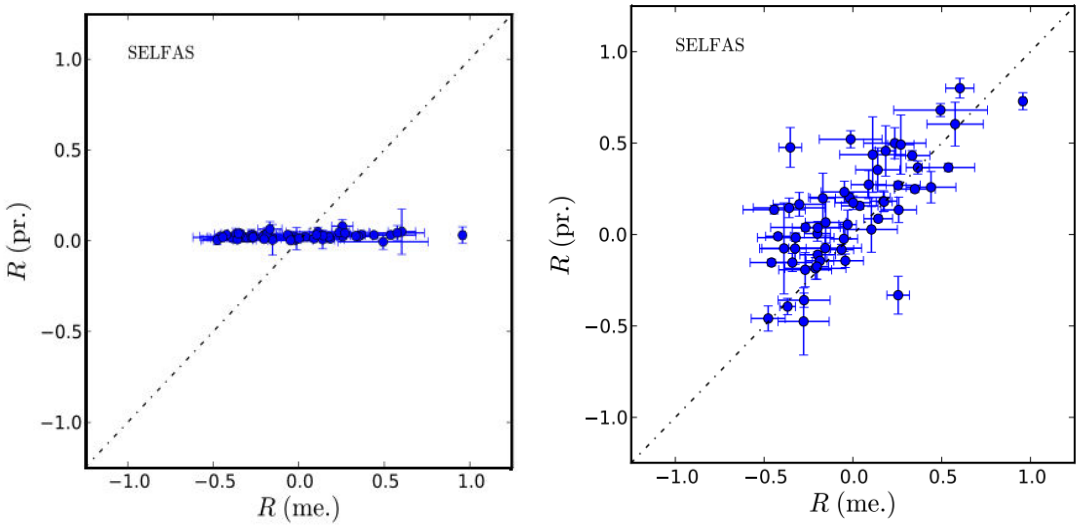


FIG. 2.30 – Comparaison du paramètre R calculé à partir de l'équation 2.2 pour les 17 gerbes sélectionnées pour AERA-I, au paramètre R obtenu par la simulation SELFAS de ces mêmes gerbes : à gauche pour une émission purement géomagnétique du champ électrique par les gerbes, à droite après ajout d'une contribution excès de charge à l'effet géomagnétique. Chaque point correspond à une station participant aux 17 gerbes sélectionnées. Les barres d'erreur sont obtenues en réalisant 25 simulations Monte-Carlo pour chaque évènement en faisant varier les paramètres de gerbe à partir des incertitudes de la reconstruction SD. Sans excès de charge (à gauche) aucune corrélation n'est observée entre les deux paramètres. Après ajout de l'excès de charge (à droite), on peut voir que les points se distribuent sur la droite de corrélation linéaire entre les deux variables, indiquée en pointillé.

Modèle	ρ_P **et valeurs à 95% de confiance sans excès de charge**	ρ_P **et valeurs à 95% de confiance avec excès de charge**
CoREAS		$0,67^{+0,75}_{-0,58}$
EVA1.01	$0,04^{+0,24}_{-0,16}$	$0,70^{+0,78}_{-0,60}$
MGMR	$-0,01^{+0,20}_{-0,20}$	$0,71^{+0,78}_{-0,62}$
REAS3.1		$0,63^{+0,71}_{-0,54}$
SELFAS	$0,09^{+0,37}_{-0,22}$	$0,64^{+0,72}_{-0,55}$
ZHAireS		$0,61^{+0,78}_{-0,70}$

TAB. 2.7 – Corrélation entre le paramètre R calculé pour les 17 gerbes détectées par AERA-I et le paramètre R simulé avec ou sans excès de charge.

Calcul de l'angle de polarisation attendu En accord avec les observations précédentes, on considère le champ électrique attendu comme étant la somme de la contribution géomagnétique, $\vec{E}_G$ et de la contribution excès de charge, $\vec{E}_A$: $\vec{E} = \vec{E}_G + \vec{E}_A$. L'angle de polarisation attendu par les

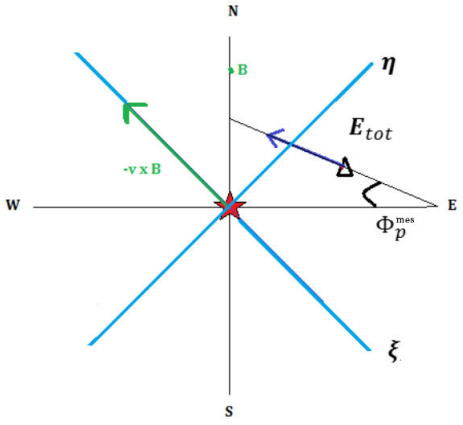


FIG. 2.31 – Illustration de l'angle de polarisation défini comme étant l'angle entre la composante NS et la composante EO du champ électrique.

stations radio est calculé comme suit :

$$\phi_{\rm pol}^{\rm att} = \arctan\left(\frac{E_{\rm NS}^{\rm tot}}{E_{\rm EO}^{\rm tot}}\right) \tag{2.3}$$

avec :

$$\begin{aligned} E_{\rm NS}^{\rm tot} &= |E_G|(\sin(\phi_G) + \frac{|E_A|}{|E_G|}\sin(\phi_A)) \\ E_{\rm EO}^{\rm tot} &= |E_G|(\cos(\phi_G) + \frac{|E_A|}{|E_G|}\cos(\phi_A)) \end{aligned}$$

où ϕ_G et ϕ_A sont respectivement les angles de polarisation des contributions géomagnétique et excès de charge.
Le rapport $\frac{|E_A|}{|E_G|}$ représente la proportion d'excès de charge comparée à la proportion de la contribution due à l'effet géomagnétique. Comme détaillé dans [29], la proportion d'excès de charge contribuant à l'émission du champ électrique par les gerbes dépend de la direction d'arrivée du primaire, (θ_a, ϕ_a), et plus précisément de l'angle entre l'axe de la gerbe et le champ géomagnétique, appelé α. Cette dépendance s'exerce en $\sin(\alpha)$; afin de s'en affranchir, le terme $\sin(\alpha)$ est introduit dans l'équation 2.3 qui devient :

$$\phi_{\rm pol}^{\rm att} = \arctan\left(\frac{\sin(\phi_G)\sin(\alpha) + \frac{|E_A|}{|E_G|}\sin(\phi_A)\sin(\alpha)}{\cos(\phi_G)\sin(\alpha) + \frac{|E_A|}{|E_G|}\cos(\phi_A)\sin(\alpha)}\right), \text{ si } \alpha \neq 0,\ \pi. \tag{2.4}$$

On définit alors le terme a représentant l'importance relative de la contribution excès de charge par rapport à la contribution géomagnétique tel que : $a = \frac{|E_A|}{|E_G|}\sin(\alpha)$.

Calcul de l'angle de polarisation ϕ_G. Comme vu plus tôt, le champ électrique induit par l'effet géomagnétique est polarisé dans la direction $-\vec{v}\wedge\vec{B}$, l'angle de polarisation correspondant s'écrit donc :

$$\phi_G = \arctan\left(\frac{(\vec{v}\wedge\vec{B})_{\rm NS}}{(\vec{v}\wedge\vec{B})_{\rm EO}}\right) \tag{2.5}$$

avec :

$$\vec{v}/|\vec{v}| = \begin{pmatrix} \cos(\phi_a)\sin(\theta_a) \\ \sin(\phi_a)\sin(\theta_a) \\ \cos(\theta_a) \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

et :

$$\vec{B}/|\vec{B}| = \begin{pmatrix} \cos(\phi_B)\sin(\theta_B) \\ \sin(\phi_B)\sin(\theta_B) \\ \cos(\theta_B) \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

à Malargüe, on a : $\theta_B = 54,4°,\ \phi_B = 87,3° et\ |\vec{B}| = 24\ \mu$T . En remplaçant ces termes dans l'équation 2.5, on obtient :

$$\phi_G = \arctan\left(\frac{-\cos(\phi_a)\sin(\theta_a)\cos(\theta_B)+\cos(\theta_a)\cos(\phi_B)\sin(\theta_B)}{\sin(\phi_a)\sin(\theta_a)\cos(\theta_B)-\cos(\theta_a)\sin(\phi_B)\sin(\theta_B)}\right) \tag{2.8}$$

Calcul de l'angle de polarisation ϕ_A. Comme vu plus tôt, le champ électrique induit par l'excès de charge est dépendant de la position de l'observateur caractérisée par l'angle d'observation Ψ. La contribution au champ électrique liée à l'excès de charge est quant à elle radiale selon l'axe de la gerbe. L'angle de polarisation est donc donné par :

$$\phi_A = \arctan\left(\frac{v_r^{\rm NS}}{v_r^{\rm EO}}\right) \tag{2.9}$$

où $\vec{v}_r$ est un vecteur radial selon l'axe de la gerbe calculé dans la suite. Une illustration de la géométrie associée à ce calcul est présentée dans la figure 2.32.

On a $\vec{v}_s = \vec{x}_c - \vec{x}_s$, le vecteur cœur/station, que l'on projette sur l'axe de la gerbe pour obtenir $\vec{v}_a$:

$$\vec{v}_a = (\vec{v}_s.\vec{a_g})\ \vec{a_g} \tag{2.10}$$

où $\vec{a_g} = \vec{v}/|v|$ voir l'équation 2.6. On obtient alors le vecteur radial pointant vers l'axe $\vec{v}_r$:

$$\vec{v}_r = \vec{v}_a - \vec{v}_s \tag{2.11}$$

En supposant $\vec{x}_s$ et $\vec{x}_c$ situés dans le plan horizontal, on obtient :

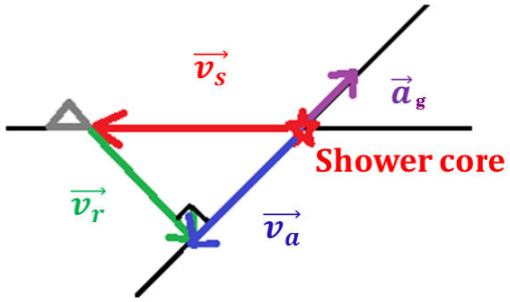


FIG. 2.32 – Schéma illustratif du calcul de ϕ_A : $\vec{a_g}$ (en violet) est l'axe de la gerbe, la position du cœur $\vec{x}_c$ est indiquée par l'étoile rouge, la position de la station $\vec{x}_s$ est indiquée par le triangle gris, $\vec{v}_s$ (en rouge) est le vecteur cœur/station, $\vec{v}_a$ (en bleu) est la projection de ce vecteur sur l'axe de la gerbe et $\vec{v}_r$ (en vert) est le vecteur radial pointant de la station à l'axe.

$$\vec{v}_s = \begin{pmatrix} v_s \cos(\Psi) \\ v_s \sin(\Psi) \\ 0 \end{pmatrix}$$

où v_s est la distance au sol entre le cœur et la station.

Alors : $\vec{v}_s.\vec{a_g} = v_s \sin(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a)$

On peut alors calculer $\vec{v}_a$ à partir de l'équation 2.10 :

$$\vec{v}_a = \begin{pmatrix} v_s \sin^2(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a) \cos(\phi_a) \\ v_s \sin^2(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a) \sin(\phi_a) \\ v_s \cos(\Psi - \phi_a) \sin(\theta_a) \cos(\theta_a) \end{pmatrix}$$

et $\vec{v}_r$ à partir de l'équation 2.11 :

$$\vec{v}_r = \begin{pmatrix} v_s(\sin^2(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a) \cos(\phi_a) - \cos(\Psi)) \\ v_s(\sin^2(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a) \sin(\phi_a) - \sin(\Psi)) \\ v_s \cos(\Psi - \phi_a) \sin(\theta_a) \cos(\theta_a) \end{pmatrix}$$

Et enfin, on obtient ϕ_A à partir de l'équation 2.9 :

$$\phi_A = \arctan\left(\frac{\sin^2(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a) \sin(\phi_a) - \sin(\Psi)}{\sin^2(\theta_a) \cos(\Psi - \phi_a) \cos(\phi_a) - \cos(\Psi)}\right) \tag{2.12}$$

Calcul de l'angle de polarisation mesuré. L'angle azimutal de polarisation mesuré est calculé à partir des paramètres de Stokes U et Q tel que :

$$\phi_{\rm pol}^{\rm mes} = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \tag{2.13}$$

où

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(E_{\rm EO}^2(t_i) - E_{\rm NS}^2(t_i)) \\ U &= \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}E_{\rm EO}^2(t_i)E_{\rm NS}^2(t_i) \end{aligned}$$

Comparaison de $\phi_{\rm pol}^{\rm mes}$ et $\phi_{\rm pol}^{\rm att}$: cas purement géomagnétique, a=0. On compare tout d'abord l'angle de polarisation mesuré à l'angle de polarisation attendu d'une émission purement géomagnétique du champ électrique émis par les gerbes, c'est-à-dire dans le cas où le paramètre a, représentant l'importance relative de la contribution excès de charge par rapport à la contribution géomagnétique, est nul. Le résultat de cette comparaison est présenté dans la figure 2.33. On obtient une corrélation entre la valeur mesurée et celle attendue de $\rho_P = 0,82^{+0,06}_{-0,04}$ à 95 % de confiance. La valeur du cœfficient de Pearson est proche de 1, ce qui confirme la dominance de l'effet géomagnétique. On observe néanmoins une dégénérescence des $\phi_{\rm pol}^{\rm mes}$. Pour un évènement donnée, on obtient, en effet, plusieurs valeurs de $\phi_{\rm pol}^{\rm mes}$ pour un $\phi_{\rm pol}^{\rm att}$ correspondant à chacune des stations participant à un évènement donné. Cela indique la présence d'au moins un mécanisme secondaire menant à un champ électrique polarisé différemment de $-\vec{v}\wedge\vec{B}$.

Pour quantifier la proportion d'excès de charge contribuant à l'émission du champ électrique sur le site de l'observatoire Pierre Auger, $\phi_{\rm pol}^{\rm att}$ est calculé pour chaque évènement gerbe, pour N valeurs de a, variant de -1 à 1. Pour chacune de ces valeurs, l'accord avec $\phi_{\rm pol}^{\rm mes}$ est estimé par la minimisation suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N}\sum^{N}\frac{(\phi_{\rm pol}^{\rm att} - \phi_{\rm pol}^{\rm mes})^2}{\sigma^2_{\phi_{\rm pol}}} \tag{2.14}$$

où $\sigma^2_{\phi_{\rm pol}}$ correspond aux incertitudes sur le calcul de $\phi_{\rm pol}$.

Pour chaque évènement, on obtient une valeur de a parmi les N calculées qui minimise la fonction 2.14 : a_{min}. La proportion moyenne d'excès de charge contribuant à l'émission du champ électrique sur le site de l'observatoire Pierre Auger est alors calculée comme étant la moyenne des a_{min}, on obtient : $< a_{min} > = (14 \pm 2)$ % .

Comparaison de $\phi_{\rm pol}^{\rm mes}$ et $\phi_{\rm pol}^{\rm att}$ avec $a = 14$ %. Il est alors possible de répéter la comparaison de l'angle de polarisation mesuré à l'angle de polarisation attendu pour $a = 14$ %, en incluant l'excès de charge dans les calculs, comme présenté dans la figure 2.34. La corrélation calculée dans ce cas entre les deux valeurs est de : $\rho_P = 0,93^{+0,04}_{-0,03}$ à 95 % de confiance. Le cœfficient de corrélation a augmenté

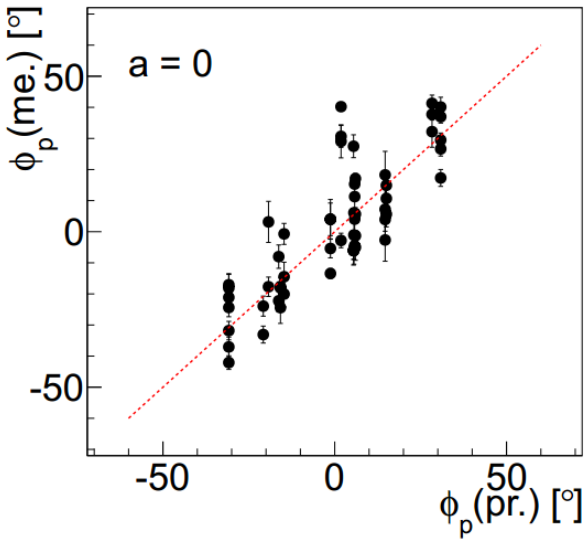


FIG. 2.33 – Comparaison entre l'angle de polarisation azimutal mesuré de l'angle de polarisation azimutal attendu pour une émission purement géomagnétique du champ électrique par les gerbes. Chaque point correspond au résultat obtenu pour une station participant aux 17 évènements sélectionnés pour AERA-I. La figure est extraite de [114].

de plus de 13 %. Les deux valeurs sont bien plus corrélées avec une contribution moyenne d'excès de charge fixée à $a = 14$ %. De plus les dégénérescences observées pour a = 0 ont été levées.

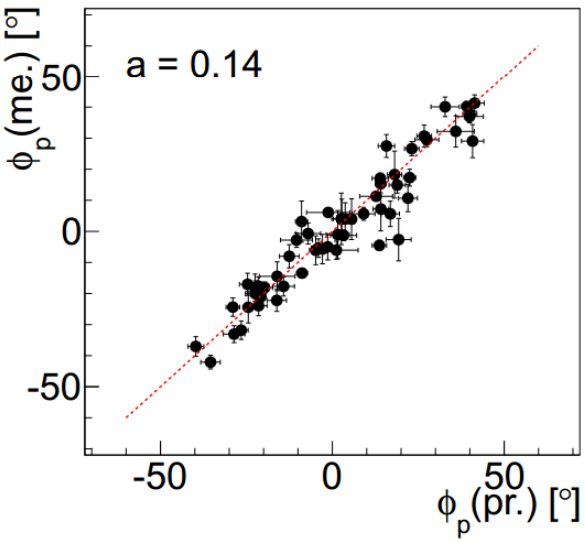


FIG. 2.34 – Comparaison entre l'angle de polarisation azimutal mesuré avec l'angle de polarisation azimutal attendu pour une émission du champ électrique par les gerbes présentant une contribution moyenne d'excès de charge fixée à $a = 14$ %. La figure est extraite de [114].

Les études de la polarisation du champ électrique mesuré par les stations radio d'AERA et de MAXIMA ont permis d'effectuer une avancée majeure concernant notre compréhension des mécanismes à l'origine de l'émission du champ électrique par les gerbes. La présence d'un mécanisme secondaire à l'effet géomagnétique a été confirmée. L'excès de charge à l'observatoire a été quantifié, une contribution moyenne d'excès de charge de 14 % est observée. Il est intéressant de noter que cette valeur est en très bon accord avec celle publiée dans [116, 117], donnant une contribution pour la composante radiale de respectivement (15 ± 5) % et (14 ± 6) % dans l'hémisphère nord (Colombie-Britannique, Canada).

2.6.2 Énergie

La présence d'AERA au sein de l'extension basse énergie de l'observatoire Pierre Auger permet la détection de nombreuses gerbes hybrides notamment avec les cuves de l'Infill. Une partie de la thèse a consisté en l'étude de ces évènements (voir le chapitre 4). Le SD permet d'obtenir entre autre l'énergie du rayon cosmique primaire. On peut alors confronter le champ électrique mesuré par les stations radio avec cette énergie. Comme vu pour RAuger [49], CODALEMA [47] ou LOPES [48] la dépendance entre ces deux observables est linaire. On peut donc utiliser les stations radio comme estimateurs d'énergie. La construction de cet estimateur est en cours pour AERA [50], cela nécessite de connaître précisément les incertitudes systématiques des mesures et la réponse des instruments. Les résultats concernant ce sujet sont encore trop préliminaires pour être présentés dans ce document.
De plus, récemment les différentes études concernant l'ajustement des LDF, voir [118, 119], ont montré que l'utilisation d'un profil 1D exponentiel ne permettait pas de reproduire complètement leur comportement. La communauté s'oriente sur l'utilisation de profil 2D, comme développé pour LOFAR [46] avec l'utilisation d'une double gaussienne ou l'utilisation intensive de la simulation.

Conclusion

Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, la radio-détection des gerbes atmosphériques dans le MHz a été intégrée avec succès au sein de l'observatoire Pierre Auger. RAuger a d'abord démontré la faisabilité de la radio-détection autonome des gerbes et a permis une caractérisation efficace de l'environnement radio de l'observatoire et de la dépendance du champ électrique mesuré par les stations radio aux conditions météorologiques. RAuger a détecté de nombreuses coïncidences avec le SD, ainsi que la première coïncidence triple radio-SD-FD, desquelles ont découlé d'intéressantes analyses hybrides des gerbes détectées à la fois concernant la corrélation entre l'énergie du primaire donnée par le SD et l'amplitude du champ électrique mesuré par les stations radio, que concernant les mécanismes d'émission du champ électrique par les gerbes, avec l'observation en radio d'un excès d'évènements dans la direction opposée au champ géomagnétique attestant de la présence de l'effet géomagnétique.

En parallèle des études menées à partir de RAuger et MAXIMA, une groupe interne à la collaboration Pierre Auger, composé notamment des membres de RAuger et MAXIMA, a proposé la construction d'AERA, un démonstrateur grande échelle sur le site d'Auger, en colocalisation avec les instruments AMIGA et HEAT. AERA permet une détection super-hybride des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, intéressante pour comparer et combiner les informations obtenues par quatre méthodes de détection : détecteurs de surface, télescopes à fluorescence, détecteurs de muons et détecteurs radio. La première phase d'AERA est en prise de données depuis le printemps 2011. La seconde phase a été installée avec succès en mai 2013 avec une prise de données quasi-immédiate. AERA couvre

désormais 6 km^2 avec 124 stations radio.

Grâce aux études concernant la polarisation du champ électrique mesuré par les stations radio d'AERA et de MAXIMA, les mécanismes à l'origine de l'émission du champ électrique par les gerbes sont désormais bien mieux compris. La présence d'un mécanisme secondaire à l'effet géomagnétique, de polarisation radiale selon l'axe de la gerbe, comme c'est la cas pour l'excès de charge, a été confirmé. Sa proportion à l'observatoire a été quantifiée, une contribution moyenne d'excès de charge de 14 %. est observée, en très bon accord avec de précédents résultats [116, 117]. Les différents réseaux ont également permis de démontrer la possibilité d'étudier les caractéristiques du rayon cosmique primaire à partir du champ électrique induit par les gerbes. D'abord, la triangulation du signal mesuré par plusieurs stations radio permet de reconstruire la direction d'arrivée du rayon cosmique primaire en très bon accord avec celle obtenue avec le SD. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1, pour RAuger une résolution angulaire de 0,7° est obtenue avec seulement trois stations très rapprochées. Ensuite, l'énergie du primaire est directement reliée à l'amplitude du champ électrique mesuré, les différentes études menées sur le sujet montrent une dépendance linéaire de celle-ci avec l'énergie donnée par les réseaux de surface (voir [47, 48, 49, 50]). Pour RAuger et AERA, les résultats sont présentés respectivement dans les sections 2.1.1 et 2.6.2). L'établissement d'un estimateur d'énergie est en cours sur les données AERA. Enfin, plusieurs études, détaillées dans la section 1.3.1 (page 32), montrent une dépendance de la détection radio au profil longitudinal de la gerbe. Ce dernier apportant des informations sur la nature du primaire. La majorité des stations d'AERA pouvant désormais être déclenchées par le FD, la statistique d'évènements hybrides AERA-FD augmente significativement augurant d'intéressantes comparaison du signal radio avec le profil longitudinal obtenu avec le FD (voir le chapitre 5).

Les trois chapitres suivants présentent les analyses effectuées durant cette thèse : le développement d'une méthode de réjection du bruit de fond est présenté dans le chapitre 3, l'établissement d'une méthode de sélection des coïncidences AERA/SD est présenté dans le chapitre 4 et l'étude de la corrélation entre le profil longitudinal mesuré par le FD et le champ électrique mesuré par AERA est présentée dans le chapitre 5.

Chapitre 3

Développement d'une méthode de suppression du bruit de fond dans les données RAuger

Sommaire

3.1 Établissement d'une méthode de réjection dans le domaine fréquentiel . 92
3.2 Établissement d'une méthode de réjection dans le domaine temporel . . 97
3.2.1 Choix des paramètres de calcul du temps de montée 100
3.2.2 Résultats 104
3.3 Méthode du temps de montée sur les données CODALEMA 107
Conclusion 109

Introduction

La discrimination des évènements radio induits par des gerbes atmosphériques des évènements bruit de fond est un des principaux défis de la radio détection des rayons cosmiques. Les stations sont en effet principalement déclenchées par le bruit de fond ambiant des sites de détection, majoritairement issu des activités humaines : divers engins électriques, avions, lignes hautes tensions ; mais également d'origine naturelle comme c'est le cas avec les orages.

Les études présentées dans ce chapitre ont été effectuées sur les données de RAuger-II, dont le setup est détaillé dans la section 2.1. Ces données ont été mesurées par les trois stations autonomes équipées d'antennes Butterfly : A2, A3 et A4, installées près du CLF (voir la section 1.4.1). Le but de cette étude est de développer une méthode de réjection du bruit de fond dans les données de RAuger-II. Pour cela, deux lots de données ont été comparés afin de trouver des observables permettant de distinguer les évènements gerbe des évènements bruit de fond station par station :

– un lot de 95[35] traces correspondant à 63 gerbes détectées en coïncidence entre le SD et les stations de RAuger-II, (voir la section 2.1.2),

[35] Entre le 13 mai 2010 et le 8 mars 2012.

– un lot de 20000 traces correspondant à du bruit de fond.

Les méthodes développées ont ensuite été appliquées sur une plus grande statistique, avec un lot de données contenant 2×10^7 traces. L'intérêt de supprimer les évènements bruit au niveau d'une station (déclenchement de niveau 1, T1 ou de niveau 2, T2) est de limiter le nombre de déclenchements des stations par des évènements autres que gerbes. Ces déclenchements au deuxième niveau de trigger, T2, entraînent après envoi, un grand nombre de "*timestamps*"[36] à traiter au déclenchement de niveau 3, T3. Éviter ces déclenchements fortuits permet donc de préserver la bande passante pour les évènements réellement intéressants. En effet, le transfert des données est limité par la bande passante du système de communication, pour le système Wi-Fi utilisé pour RAuger, cette bande passante était de 115 ko/s. Pour la phase 2 d'AERA, deux systèmes Wi-Fi distincts sont utilisés, leurs bandes passantes sont de 5,5 Mo/s et 80 Mo/s.
Dans la section 3.1, une étude réalisée dans le domaine fréquentiel est présentée, puis dans la section 3.2 la recherche d'une observable discriminante a été effectuée dans le domaine temporel. Ces deux méthodes ont fait l'objet d'une publication interne en juin 2012 [120].

3.1 Établissement d'une méthode de réjection dans le domaine fréquentiel

Dans cette étude, un critère basé sur le rapport signal-sur-bruit (SNR[37]) a été utilisé. Dans le but d'obtenir ce rapport, des transformées de Fourier (FFTs[38]) ont été appliquées sur les données filtrées dans la bande 30-190 MHz sur la quasi-totalité de la trace et sur une partie bruit.

Les transformées de Fourier, nous permettent de passer du domaine temporel (voltage en fonction du temps d'un évènement enregistré lors de l'acquisition) au domaine fréquentiel (spectre de puissance de l'évènement correspondant) grâce à l'équation suivante :

$$\hat{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\, e^{-2i\pi\nu t}\, \mathrm{d}t$$

Rappelons ici que pour les stations RAuger le temps de déclenchement des stations, et donc le pulse principal qui contient les informations concernant la gerbe détectée, est toujours situé au même endroit dans la trace. Lors du déclenchement, une trace temporelle de 2560 bins de 1 ns de largeur (la fréquence d'échantillonnage de RAuger est de 1 GS[39]/s) est enregistrée, le temps de déclenchement se situe proche du centre de la trace à environ 1100 ns. Notons que le temps de calcul d'une FFT est bien plus faible pour un nombre de points égal à une puissance de 2, la partie bruit de la trace est, pour cette raison, définie par les 1024 bins suivant le maximum du signal (fin de la trace). On applique également une FFT sur les premiers 2048 bins afin d'obtenir le spectre de puissance total de la trace comme illustré dans la figure 3.1.

Le but de l'étude décrite ci-après, est de trouver dans le domaine fréquentiel, un paramètre permettant une discrimination efficace des évènements gerbe et bruit de fond. On peut en effet s'attendre

[36] temps GPS de déclenchement des stations
[37] signal-to-noise ratio
[38] Fast fourier transforms
[39] Giga Sample

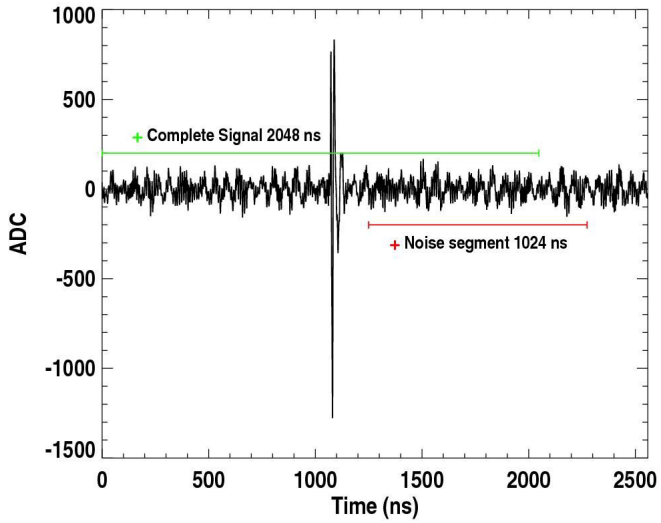


FIG. 3.1 – Évènement détecté par une station de RAuger-II : signal brut en unités ADC dans la polarisation EO en fonction du temps. Le spectre de puissance du bruit est calculé sur les 1024 bins suivant la fenêtre contenant le pulse principal (en rouge). La contribution du signal est estimée en utilisant les 2048 premiers bins (en vert).

à observer une même signature spectrale pour des évènements bruit de fond issus d'une même source ou un comportement commun aux évènements gerbe.
Dans cette optique, nous comparons ici les comportements de nos deux échantillons de données : bruit de fond et gerbe, et plus précisément l'évolution de leurs SNRs en fonction de la fréquence.

Ces derniers sont obtenus en appliquant les FFTs sur les deux parties distinctes de la trace définies précédemment : bruit et signal. Comme ces deux fenêtres ne comportent pas le même nombre de bins et donc ne couvrent pas le même intervalle de temps, nous utilisons la puissance moyenne dans chaque bin $\mathrm{b}_k = [f_k - \delta f; f_k + \delta f]$. Cette puissance moyenne est définie par :

$$PS_{\text{Signal ou bruit}}(\mathrm{b}_k) = \frac{\sum_{f \in \mathrm{b}_k} |a(f)|^2}{N_f(\mathrm{b}_k)}$$

où $a(f)$ est le coefficient de la FFT pour la fréquence f et $N_f(\mathrm{b}_k)$ est le nombre de fréquences dans l'intervalle b_k. $N_f(\mathrm{b}_k)$ pour le signal est plus grand que $N_f(\mathrm{b}_k)$ pour le bruit puisque nous utilisons plus de bins dans la fenêtre signal (2048) que dans la fenêtre bruit (1024). Le SNR dans un bin de fréquence donné b_k est le rapport des puissances moyennes du signal et du bruit : $PS_{\frac{S}{N}}(\mathrm{b}_k) = \frac{PS_{\text{Signal}}(\mathrm{b}_k)}{PS_{\text{Noise}}(\mathrm{b}_k)}$.
Comme dit plus haut, on étudie le comportement des SNRs des deux échantillons en fonction de la fréquence. Comme les SNRs des évènements gerbe sont attendus plus élevés que ceux des traces bruit de fond, on teste la possibilité de trouver un seuil permettant de distinguer ces deux populations.

Dans cette optique, on divise la bande de fréquence étudiée, 30-190 MHz, en 30 bins de largeur égale à $2\,\delta f = 5,3$ MHz. Dans chacun de ces bins, les comportements des SNRs des deux populations sont comparés.

La figure 3.2 présente les cartes 2D obtenues, pour les polarisations EO et NS, pour l'échantillon bruit de fond (les 20000 traces bruit de fond sont traitées dans ce diagramme). Cette carte 2D est

obtenue en construisant, pour chaque évènement bruit de fond, la distribution des SNRs en fonction de la fréquence. Pour chacun des 30 bins de fréquence définis plus tôt, nous obtenons donc une valeur de SNR correspondant à la moyenne des SNRs dans un bin de largeur égal à $2\,\delta f = 5,3$ MHz. On construit ensuite pour chacun des 30 bins de fréquence la distribution des SNRs obtenus pour les 20000 évènements bruit de fond. On obtient alors la carte 2D des SNRs en fonction de la fréquence pour les 20000 évènements bruit de fond en combinant ces deux distributions. L'échelle de couleur indique le nombre de traces avec une même valeur de SNR (en log10).

La majorité des évènements bruits de fond présentent des SNRs proches de 1. En effet, dans la plupart des cas, les traces issues du bruit de fond ne présentent pas de pulse sortant significativement du bruit. Dans ce cas, la puissance spectrale calculée dans la fenêtre signal de trace est équivalente à celle calculée dans la fenêtre bruit après normalisation par le nombre de points utilisés pour les calculs. Dans la bande de fréquence correspondant à la FM (80-140 MHz), on observe même une convergence des SNRs vers 1 pour la voie EO, ceci s'explique par la présence dans cette bande de fréquence de raies d'émission de très forte intensité saturant les canaux de détection.

Sur la carte 2D présentée dans la figure 3.2 est également superposée les valeurs de SNRs obtenues pour une unique trace correspondant à une gerbe. Comme pour l'échantillon bruit de fond, la moyenne des SNRs sur une largeur égale à $2\,\delta f = 5,3$ MHz est réalisée pour chacun des 30 bins étudiés. Un comportement différent de ces SNRs est observé selon la polarisation ou la fréquence étudiée. Comme attendu de l'effet géomagnétique et présenté dans la section 1.3.1, page 27, l'intensité du signal est plus importante en EO qu'en NS. Pour cette trace particulière, aucun pulse n'est mesuré en NS, les SNRs calculés sont très proches de 1 pour la quasi-totalité des fréquences étudiées. En EO, la convergence des SNRs des évènements bruits de fond vers 1 dans la bande de fréquence correspondant à la FM est également observée. Hors de la bande 80-140 MHz, inutilisable, on peut voir que la puissance spectrale calculée dans la partie signal de la trace sort du bruit, les SNRs sont supérieurs à 1. Entre 30 et 80 MHz, les SNRs sont tous supérieurs à 6. Dans cette bande de fréquence, le pulse principal sort significativement du bruit.

Dans la suite, un seuil sur le SNR permettant de discriminer les deux populations est recherché, les distributions des valeurs de SNR des 20000 traces de l'échantillon bruit de fond sont pour cela construites pour chaque bin de fréquence. La figure 3.3 présente à titre d'exemple la distribution du SNR des traces bruit de fond pour le bin de fréquence centré sur 32,7 MHz avec une largeur de 5,3 MHz pour la polarisation EO. Le bin de fréquence centré sur 32,7 MHz est le premier de notre domaine d'étude (30-190 MHz) et a été choisi arbitrairement. On extrait trois valeurs de SNR de cette distribution : la valeur la plus probable, la valeur à 68 % (correspondant à la valeur qui contient 68 % des données) et la valeur à 95 % (correspondant à la valeur qui contient 95 % des données). L'opération est effectuée pour toutes les traces bruit de fond. Les valeurs de trois seuils sont obtenues en faisant la moyenne des valeurs les plus probables, des valeurs à 68 % et des valeurs à 95 % sur les quatre domaines étudiés : 9 bins dans la bande 30-80 MHz et 9 bins dans la bande 140-190 MHz comme illustré dans la figure 3.4 pour les polarisations EO et NS. Ces deux intervalles d'étude permettent d'exclure le domaine de contribution de la FM qui rend les signaux inexploitables. L'efficacité sur la discrimination des deux échantillons d'une coupure sur les SNRs fixée tour à tour sur ces trois observables est testée. On compare les valeurs des SNRs calculées sur le même bin de fréquence centré sur 32,7 MHz des 95 traces gerbe à ces trois seuils comme présenté dans la figure 3.3 à droite. Pour ce bin de fréquence particulier, on peut voir que deux traces ont un SNR inférieur au seuil défini par la valeur la plus probable de la distribution des SNRs de l'échantillon bruit de fond et qu'une coupure sur la valeur à 95 % serait trop stricte.

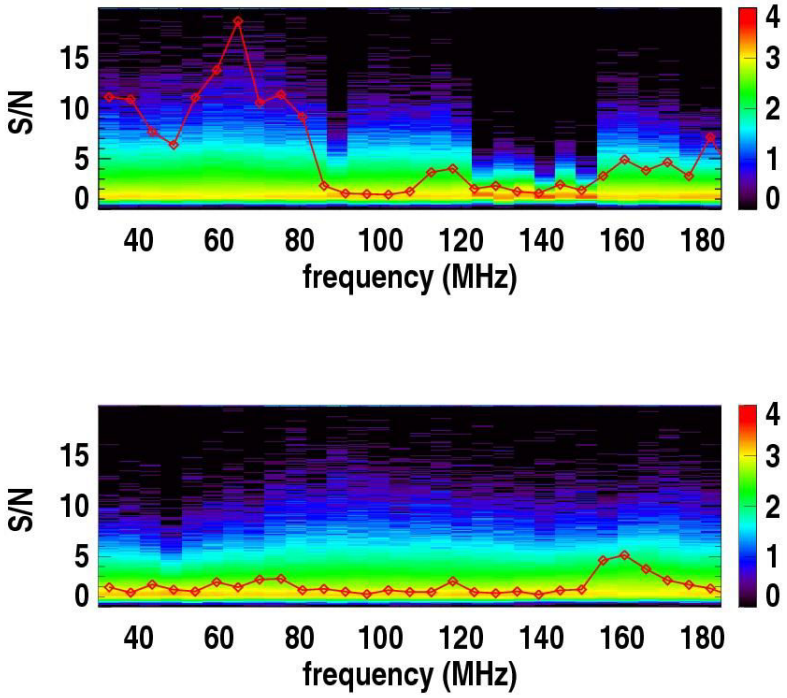


FIG. 3.2 – SNRs pour la bande de fréquence étudiée (30-190 MHz) en polarisations EO (en haut) et NS (en bas) pour l'échantillon bruit de fond, les 20000 traces correspondantes sont traitées dans cette carte 2D, l'échelle de couleur indique le nombre de traces (en log10). Sur cette carte 2D, on observe (surtout en EO) des creux dans la distribution des SNRs dans la zone de la FM (entre 80 MHz et 140 MHz) caractérisée par de fortes raies d'émission. Dans cette bande de fréquence, le spectre de puissance du bruit possède donc une forte amplitude, entraînant une diminution du SNR. Les valeurs des SNRs pour une unique trace correspondant à une gerbe sont superposées (en rouge).

Ces différentes étapes sont répétées pour chaque bin de fréquence étudié, FM exclue.

Afin de repérer une signature spectrale liée à l'échantillon gerbe, on étudie l'efficacité de chacune des trois coupures pour les 18 bins de fréquence étudiés. Pour chaque bin étudié, on calcule le pourcentage de traces gerbe ayant un SNR supérieur aux seuils obtenues à partir de l'échantillon bruit de fond. On étudie alors la moyenne de ces pourcentages pour les 9 bins de la voie EO dans la bande 30-80 MHz, puis les 9 bins de la bande 140-190 MHz, on répète ensuite la même opération pour la voie NS.

L'utilisation de la valeur la plus probable ou de la limite à 95 % des distributions bruit de fond n'est pas efficace : la valeur la plus probable sélectionne trop de traces bruit de fond et la limite à 95 % rejette trop de traces gerbe. L'utilisation de la limite à 68 % est plus intéressante, elle est donc utilisée dans la suite. Rappelons que pour les quatre domaines, les seuils sont définis par la moyenne sur leurs 9 bins des limites à 68 % obtenues à partir de l'échantillon bruit.

On obtient :

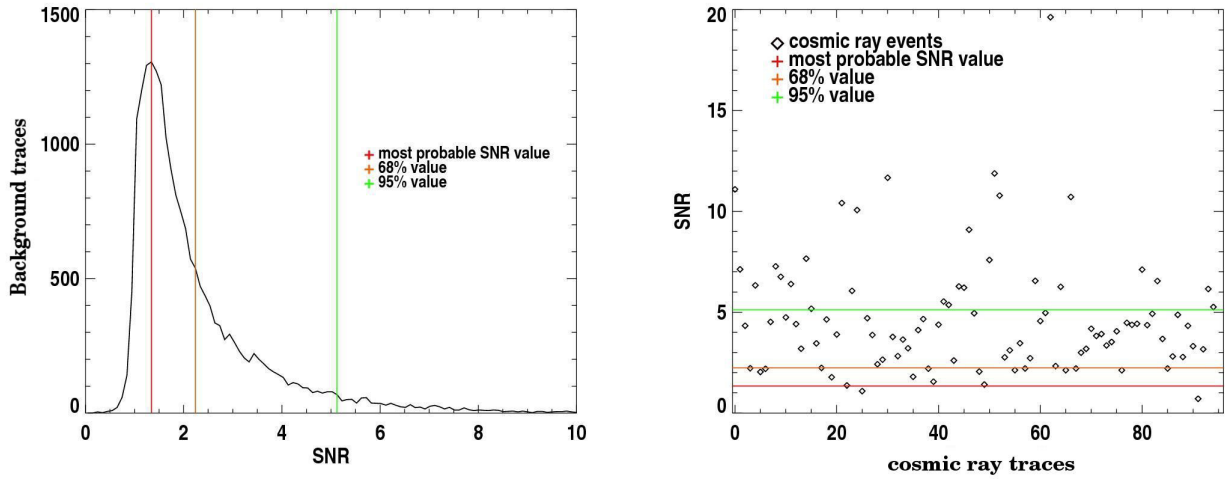


FIG. 3.3 – Les données présentées ici correspondent au bin de fréquence centré en 32,7 MHz choisi arbitrairement. À gauche : distribution des SNRs des 20000 traces bruit de fond. Les lignes verticales correspondent aux trois coupures appliquées (de la gauche vers la droite) : la valeur de SNR la plus probable (en rouge, valeur = 1,34), la limite à 68 % (en orange, valeur = 2,24) et la limite à 95 % (en vert, valeur = 5,12). À droite : valeurs des SNRs pour les 95 traces associées à une gerbe. Les coupures sont superposées.

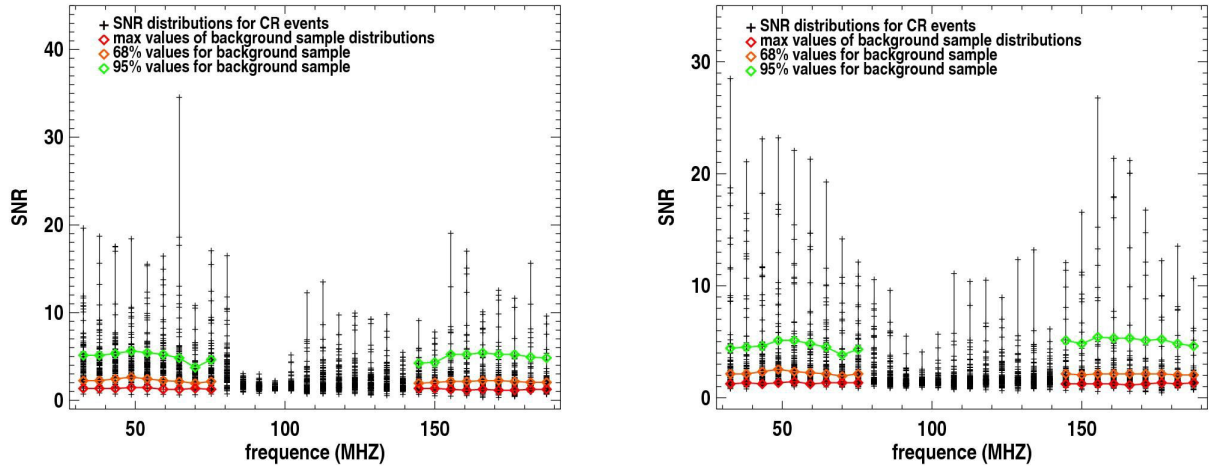


FIG. 3.4 – Pour chaque bin de fréquence, en excluant la bande 80-140 MHz contenant les fréquences FM, sont montrées les valeurs des SNRs des gerbes (en noir) superposées aux valeurs des seuils (valeur la plus probable, limite à 68 %, limite à 95 %) obtenus à partir de l'échantillon bruit de fond (en rouge, orange et vert respectivement) pour les polarisations EO (à gauche) et NS (à droite).

– 94,7 % de traces gerbe conservées, présentant un SNR supérieur à la limite à 68 % pour la polarisation EO, dans la bande 30-80 MHz,

- 40 % de traces gerbe conservées, présentant un SNR supérieur à la limite à 68 % pour la polarisation EO, dans la bande 140-190 MHz,
- 55,7 % de traces gerbe conservées, présentant un SNR supérieur à la limite à 68 % pour la polarisation NS, dans la bande 30-80 MHz,
- 30,5 % de traces gerbe conservées, présentant un SNR supérieur à la limite à 68 % pour la polarisation NS, dans la bande 140-190 MHz.

Le critère de sélection des traces gerbe est obtenu en combinant les quatre domaines fréquentiels détaillés précédemment. Une trace donnée est sélectionnée si une des conditions suivantes est satisfaite :

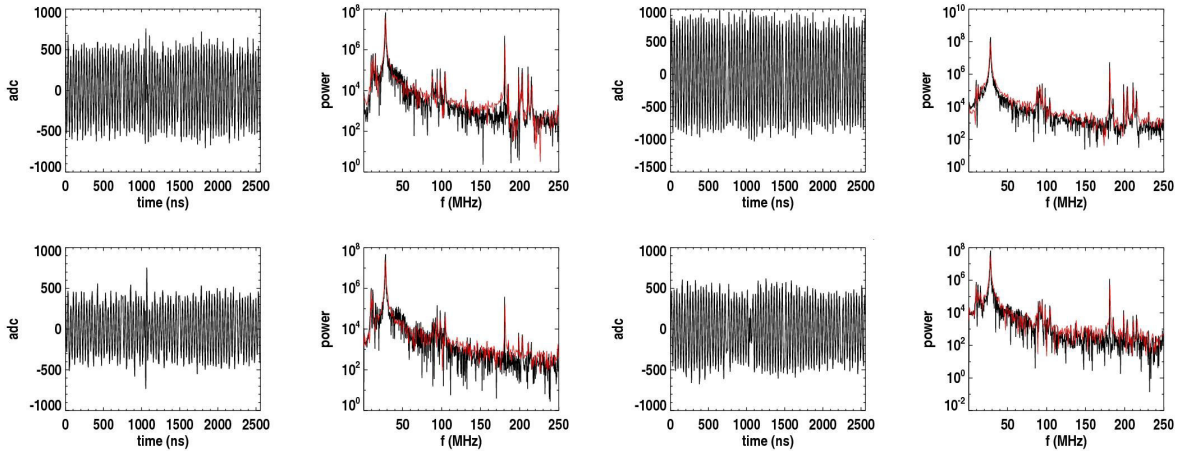
- pour la polarisation EO, dans la bande 30-80 MHz, la moyenne des SNRs est supérieure à 2,48
- pour la polarisation EO, dans la bande 40-190 MHz, la moyenne des SNRs est supérieure à 2,20
- pour la polarisation NS, dans la bande 30-80 MHz, la moyenne des SNRs est supérieure à 2,39
- pour la polarisation NS, dans la bande 140-190 MHz, la moyenne des SNRs est supérieure à 2,16

Avec cette méthode, 9497 des 20000 traces bruit de fond (47,5 %) ont été supprimées mais trois traces gerbe sont également supprimées (3,26 %) ; deux de ces trois traces correspondent à la même gerbe détectée par A2 et A4, la troisième trace correspond à une gerbe détectée par une seule station : A3. Les traces et spectres de puissance correspondants sont présentés dans la figure 3.5.

Cette méthode a été testée sur 2×10^7 traces, 59,4 % d'entre elles ont été supprimées. Comme 3,26 % des 95 traces gerbe sont supprimées, cette méthode n'est pas assez efficace avec un rapport entre le nombre de traces gerbe rejetées et le nombre de traces bruit de fond rejetées trop élevé. De plus, cette méthode nécessite l'application d'un nombre relativement important de FFTs, ce qui alourdi les besoins en ressources informatiques, ce qui pose problème pour une utilisation, on-line, au fil de l'acquisition. C'est pourquoi cette méthode n'a pas été sélectionnée.
Dans la prochaine section est présentée une autre méthode de suppression du bruit de fond dans les données de RAuger permettant de réduire fortement le rapport entre le nombre de traces gerbe rejetées et le nombre de traces bruit de fond rejetées.

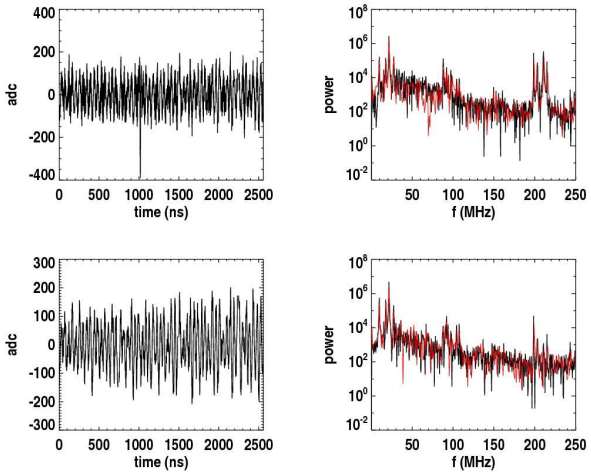
3.2 Établissement d'une méthode de réjection dans le domaine temporel

Dans cette section est présentée une méthode de suppression du bruit de fond basée sur une analyse effectuée dans le domaine temporel. Le signal dû au champ électrique émis par la gerbe est attendu différent de celui d'une source quelconque. L'idée est d'exploiter l'évolution du signal au cours du temps afin de mettre en évidence une observable permettant la discrimination des deux échantillons. L'observation d'une partie des traces de l'échantillon bruit de fond et de celles de l'échantillon gerbe, a montré que dans la plupart des cas, la durée du pulse principal est plus courte pour les traces gerbe que pour les traces bruit de fond. L'ingrédient principal de la méthode présentée dans cette section, est d'utiliser l'évolution temporelle du signal dans une courte fenêtre en temps qui contient le pulse principal (maximum du signal), cette partie de la trace temporelle, dont la durée est de quelques centaines de nanosecondes, contient les informations concernant la gerbe détectée. Dans la fenêtre englobant ce pulse principal (situé aux environs de 1100 ns), on construit une fonction cumulative : pour chaque trace, le carré du signal en polarisation EO, s_{EO}, est sommé bin après bin. Dans la fenêtre temporelle choisie, la fonction cumulative est définie par :



(a) Évènement 1321480478 détecté par A2.

(b) Évènement 1321480478 détecté par A4.



(c) Évènement 1290962233 détecté par A3.

FIG. 3.5 – Traces rejetées par la méthode fréquentielle correspondant à deux évènements distincts détectés aux temps UTC : 1321480478 (traces a et b) et 1290962233 (trace c). Pour chaque trace rejetée sont présentés le signal en pleine bande (à gauche) et le spectre de puissance (à droite) (en noir le spectre de puissance du bruit et en rouge celui du signal) pour les polarisations EO (en haut) et NS (en bas). Dans la section 3.2 est présentée une méthode supprimant seulement la trace (b).

$$C(i) = \frac{\sum_{k=b_{\text{start}}}^{b_{\text{start}}+i} s_{\text{EO}}(k)^2}{\sum_{k=b_{\text{start}}}^{b_{\text{end}}} s_{\text{EO}}(k)^2}, \text{ avec } 0 \leqslant i \leqslant b_{\text{end}} - b_{\text{start}}.$$

où b_{start} représente le premier bin de la fenêtre temporelle et b_{end} le dernier.

Comme évoqué précédemment, la durée du pulse principal est plus courte pour les traces gerbe que pour les traces bruit de fond dans la majorité des cas : on attend donc des temps de montée

plus grands pour ces dernières. La figure 3.6 présente les fonctions cumulatives obtenues à partir de l'échantillon gerbe (en rouge) superposées à celles obtenues à partir de 1000 traces (par mesure de clarté) de l'échantillon bruit de fond (en noir). On peut voir sur cette figure qu'entre 10 % et 85 % du maximum, les cumulatives des traces de l'échantillon gerbe évoluent de façon similaire, avec des pentes qui semblent très proches. Afin de vérifier cette observation, les valeurs correspondant à 10 % du maximum des cumulatives sont ramenées à l'origine sur la figure 3.6, à droite. Pour chaque cumulative le numéro de bin correspondant à la valeur à 10 % est fixé à 0. Après cette opération, on constate bien la superposition des cumulatives de l'échantillon gerbe, celles-ci sont significativement moins dispersées que les cumulatives de l'échantillon bruit de fond.

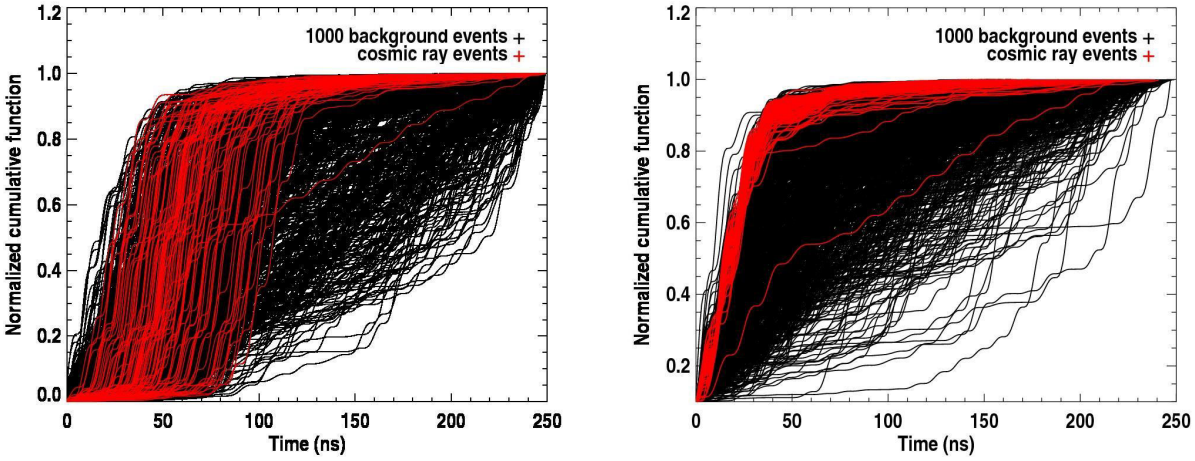


Fig. 3.6 – Fonctions cumulatives normalisées obtenues à partir de l'échantillon gerbe (en rouge) superposées à celles obtenues à partir de 1000 traces de l'échantillon bruit de fond (en noir). Les traces sont filtrées dans la bande 30-60 MHz et les cumulatives sont construites dans la fenêtre 1000-1250 ns contenant le temps de déclenchement des stations (aux environs de 1100 ns) et donc le pulse principal. À droite, les valeurs correspondant à 10 % du maximum des cumulatives sont ramenées à l'origine. Pour chaque cumulative le numéro de bin correspondant à la valeur à 10 % est fixé à 0.

La figure 3.6 montre qu'un niveau d'environ 90 % du maximum de la cumulative est atteint en moins de 50 ns pour les gerbes et que pour une grande partie du bruit de fond ce temps de montée est bien plus grand.
On étudie le temps de montée (T_{m}) de la fonction cumulative afin de trouver un seuil de réjection. On définit le temps de montée par : $T_{\mathrm{m}} = t_{\max} - t_{\min}$, où $C(t_{\min}) = C_{\min}$ et $C(t_{\max}) = C_{\max}$ où $C_{\min}$ et $C_{\max}$ correspondent aux limites inférieure et supérieure du calcul du temps de montée sur la fonction cumulative (notées en pourcentage du maximum de la cumulative).

On étudie différentes paires de $C_{\min}$ et $C_{\max}$ afin d'améliorer l'efficacité de la méthode de réjection et minimiser le rapport entre le nombre de traces gerbe rejetées et le nombre de traces bruit de fond rejetées. La figure 3.7 montre un exemple de traitement des données : on prend d'abord le carré du signal filtré dans une fenêtre de 250 ns (à gauche) et on construit la fonction cumulative comme définie précédemment (à droite) ; on calcule ici le temps de montée entre $C_{\min} = 10$ % et $C_{\max} = 70$ %.

En plus des limites $C_{\min}$ et $C_{\max}$, deux autres paramètres ont été étudiés afin d'optimiser l'effica-

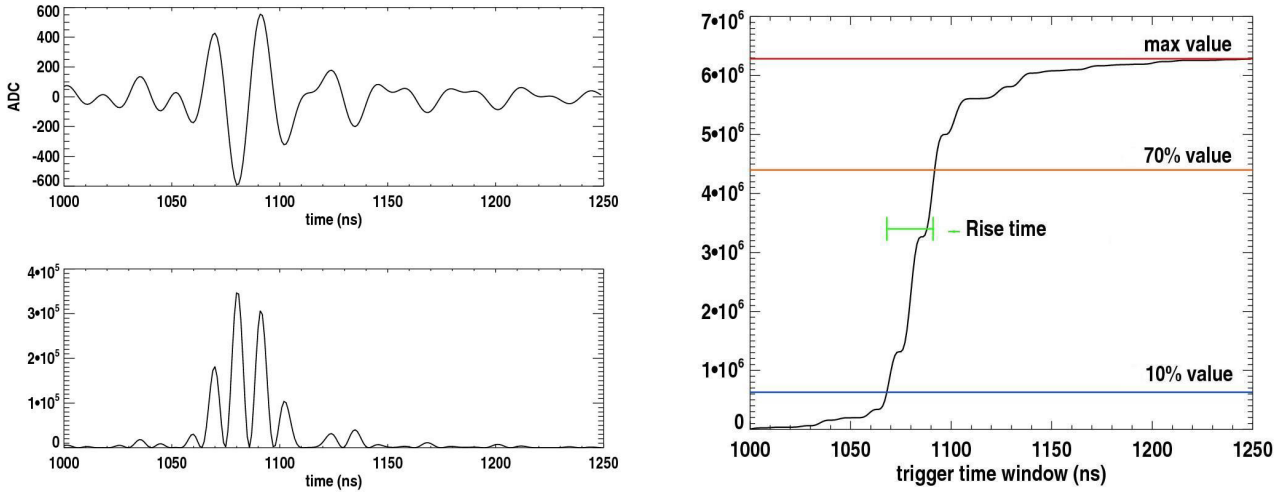


FIG. 3.7 – Application de la méthode sur une trace gerbe, dans une fenêtre en temps de 250 ns après un filtrage dans la bande 30-60 MHz. En haut à gauche : signal filtré ; en bas à gauche : carré du signal filtré ; à droite : fonction cumulative construite à partir du carré du signal filtré. Le temps de montée est défini ici par le temps nécessaire pour passer de 10 % (bleu) à 70 % (orange) du maximum de la cumulative. Pour cet évènement, le temps de montée (en vert) est d'environ 30 ns.

cité de la méthode : la fenêtre en temps $[b_{\text{start}}, b_{\text{end}}]$ et la bande de fréquence utilisée pour le filtrage $[f_{\text{min}}, f_{\text{max}}]$. Le cheminement suivi afin d'établir ces paramètres est présenté dans la section ci-après. Chacun des trois jeux de paramètres a été étudié en fixant les deux autres à différentes valeurs raisonnables et en étudiant le comportement du temps de montée des traces des deux échantillons.

3.2.1 Choix des paramètres de calcul du temps de montée

Bornes de calcul du temps de montée. Dans un premier temps, il est nécessaire de choisir les limites de calcul du temps de montée C_{min} et C_{max} permettant d'optimiser la discrimination entre nos deux échantillons. Les figures 3.8 et 3.9 présentent une étude comparative des temps de montée moyens obtenus pour les deux échantillons gerbe et bruit en fonction du pourcentage de maximum de cumulative, C_{max}, allant de 10 % à 70 % utilisé en borne supérieure du calcul du temps de montée, la borne inférieure étant fixée à $C_{\text{min}} = 0$. Au dessus de 70 % du maximum, la dispersion des fonctions cumulatives obtenues pour les traces gerbe augmente comme on peut le voir dans la figure 3.6. L'utilisation de la cumulative au-delà de 70 % n'est donc pas appropriée à la discrimination du bruit et des gerbes. Ceci a été effectué pour deux bandes de fréquences : 20 - 80 MHz et 140 - 190 MHz. La cumulative est construite dans une fenêtre signal de 200 ns, définie de 950 à 1150 ns. On remarque dans la figure 3.8 que le comportement du temps de montée pour les traces de l'échantillon bruit de fond est très peu dépendant de la gamme de fréquence utilisée ou de la voie étudiée contrairement à l'échantillon gerbe. Pour ce dernier, l'utilisation de la voie EO et d'un filtrage dans la bande 20-80 MHz apparaît comme étant la plus appropriée à la discrimination des populations gerbe et bruit de fond.

Afin d'étudier la dépendance du temps de montée à la fréquence de filtrage et à la polarisation du signal, on compare, dans la figure 3.9, les temps de montée obtenus pour les deux échantillons, gerbe

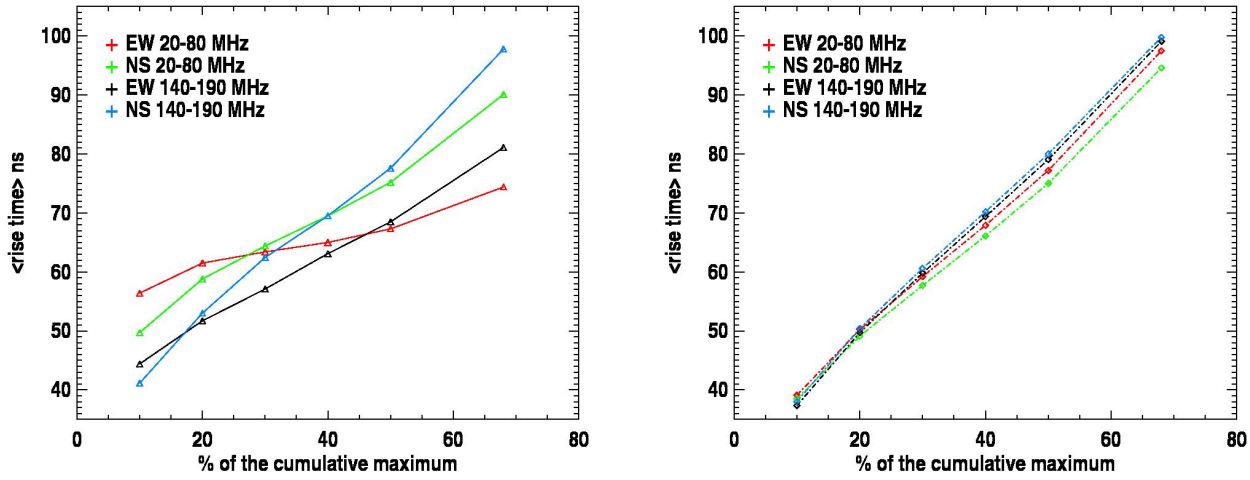


FIG. 3.8 – À gauche : moyennes des temps de montée de l'échantillon gerbe en fonction du pourcentage de maximum de la cumulative, $C_{\max}$, allant de 10 % à 70 % utilisé en borne supérieure du calcul du temps de montée, la borne inférieure étant fixée à $C_{\min} = 0.$ pour quatre lots de traces : EO filtrées dans la bande 20-80 MHz (en rouge) et 140-190 MHz (en noir), NS filtrées dans la bande 20-80 MHz (en vert) et 140-190 MHz (en bleu). À droite, idem pour l'échantillon bruit de fond en pointillé.

et bruit de fond, selon la bande de fréquence utilisée pour le filtrage : 20-80 MHz et 140-190 MHz pour EO et NS. Le temps de montée étudié ici est défini par le temps nécessaire pour passer de 10 % à 70 % du maximum de la cumulative. Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 3.1. On peut voir que pour la voie EO dans la bande 20-80 MHz, le temps de montée moyen de l'échantillon gerbe évolue peu, de 56 ns à 74 ns (33 %), contrairement à celui de l'échantillon bruit de fond, de 39 ns à 97 ns (150 %). Le temps de montée moyen est également significativement plus faible pour les traces de l'échantillon gerbe que pour celles de l'échantillon bruit de fond : 28 ns contre 58 ns respectivement. Pour la bande 140-190 MHz, en moyenne, le temps de montée est de 37 ns pour l'échantillon gerbe et de 62 ns pour l'échantillon bruit de fond. Concernant la voie NS, l'effet géomagnétique entraînant un signal plus faible selon cette polarisation, cela se traduit par une discrimination gerbe/bruit de fond plus difficile, on peut en effet constater qu'en moyenne, le temps de montée est de 40 ns pour l'échantillon gerbe et de 56 ns pour l'échantillon bruit de fond dans la bande 20-80 MHz. Dans la bande 140-190 MHz, le temps de montée moyen de l'échantillon gerbe est très similaire à celui obtenu pour l'échantillon bruit de fond, il est par conséquent inutilisable. L'utilisation de la voie NS pour discriminer les traces gerbe des traces bruit de fond n'apporte donc pas de plus value particulière, pour la suite, la sélection des évènements gerbe se fera uniquement sur la voie EO.

Bande de filtrage. Afin de supprimer les contributions AM et FM, les traces sont filtrées. Comme le filtrage agit sur l'amplitude du signal, différentes bande de fréquence ont été testées. Nous avons vu précédemment que l'utilisation de la bande 140-190 MHz n'est pas efficace. L'étude est donc réalisée sur la bande de fréquence la plus prometteuse : 20-80 MHz. On recherche dans cette zone, la bande de fréquence de filtrage optimale, permettant d'obtenir la distribution la plus resserrée possible des temps

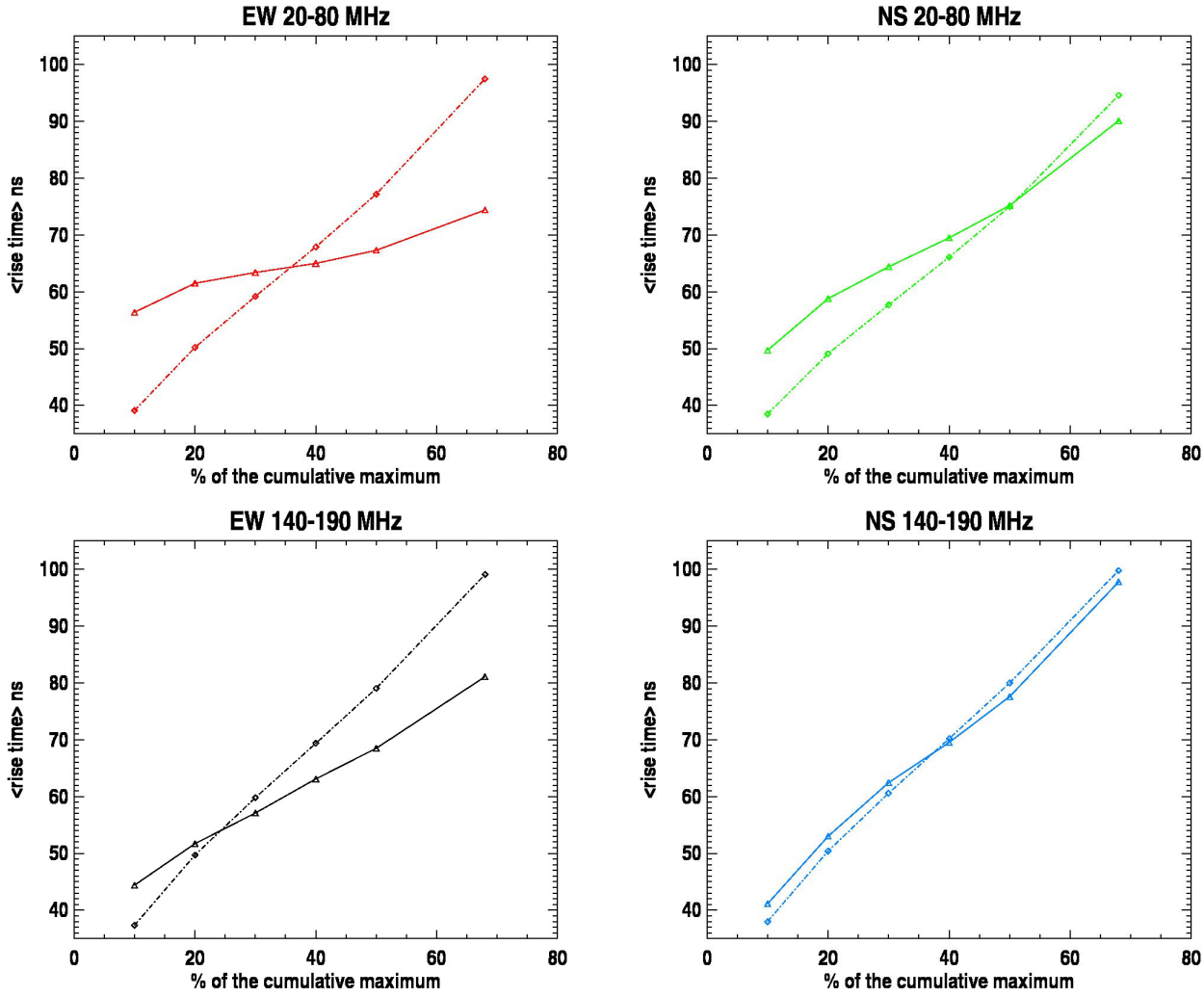


FIG. 3.9 – Moyennes des temps de montée des échantillons gerbe (train plein) et bruit de fond (pointillé) en fonction du pourcentage de maximum de la cumulative, $C_{\max}$, allant de 10 % à 70 % utilisé en borne supérieure du calcul du temps de montée, la borne inférieure étant fixée à $C_{\min} = 0$. En haut à gauche : pour la voie EO filtrée dans la bande 20-80 MHz, en haut à droite pour la voie NS filtrée dans la bande 20-80 MHz, en bas à gauche : pour la voie EO filtrée dans la bande 140-190 MHz et en bas à droite : pour la voie NS filtrée dans la bande 140-190 MHz.

de montée de l'échantillon gerbe. Dans la bande 20-80 MHz, nous effectuons un balayage par pas de 5 MHz de différentes paires de $[f_{\min}, f_{\max}]$ avec $f_{\min}$ variant de 15 MHz à 65 MHz et $f_{\max}$ variant de 30 MHz à 80 MHz en respectant une fenêtre de filtrage minimale de 15 MHz : $f_{\max} = f_{\min} + 15$ MHz. Pour chaque combinaison $[f_{\min}, f_{\max}]$ on calcule la moyenne des temps de montée de l'échantillon gerbe. Le résultat de ce balayage est présenté dans la figure 3.10, pour cette figure la fenêtre d'étude du signal est fixée à 300 ns entre 1000 ns et 1300 ns et le temps de montée est défini comme étant le temps nécessaire pour passer de 10% à 70% du maximum de la cumulative. On peut voir que pour ces différents jeux de paramètres, une zone favorable apparaît avec des valeurs moyennes de temps de montée de l'ordre de 25-30 ns, celle-ci s'étend de $f_{\min} \geq 30$ MHz à $f_{\max} \leq 80$ MHz. Cette carte a été reproduite

Voie	EO				NS			
Bande de filtrage (MHz)	30-80		140-190		30-80		140-190	
Échantillon	gerbe	bruit	gerbe	bruit	gerbe	bruit	gerbe	bruit
<RT> ns	28	58	37	62	40	56	64	66

TAB. 3.1 – Comparaison des temps de montée obtenus pour les échantillons gerbe et bruit de fond pour les polarisations EO et NS pour des traces filtrées dans les bandes 20-80 MHz et 140-190 MHz. Le temps de montée étudié dans ce tableau est défini par le temps nécessaire pour passer de 10 % à 70 % du maximum de la cumulative.

pour différentes valeurs fixées de limites $[b_{\text{start}}, b_{\text{end}}]$, notamment les fenêtres suivantes : 800-1200 ns ; 900-1300 ns ; 1000-1200 ns ; 1000-1250 ns ; 800-1400 ns, à chaque fois la même tendance est observée, des temps de montée plus faibles sont obtenus dans la zone $f_{\text{min}} \geq 30$ MHz et $f_{\text{max}} \leq 80$ MHz, la zone 60-80 MHz est néanmoins apparue moins stable que la zone 30-60 MHz lors de cette étude. Pour la suite on choisit donc une bande de filtrage 30-60 MHz pour préparer les traces au calcul du temps de montée. La même étude a été réalisée sur différentes paires de limites de calcul du temps de montée C_{min} et C_{max}, la même tendance est observée avec l'existence d'une zone favorable entre 30 et 60 MHz.

Fenêtre signal. Enfin, le choix de la position et de la largeur de la fenêtre signal est également très important. En effet, celle-ci doit être le plus resserrée possible autour du pulse pour ne pas inclure le bruit de la trace dans la construction de la cumulative. Comme pour l'étude sur le filtrage décrite plus haut, on réalise un balayage sur les bornes de définition de la fenêtre signal, $[b_{\text{start}}, b_{\text{end}}]$. On fait varier b_{start} de 800 à 1000 ns et b_{end} de 1200 à 1400 ns par pas de 50 ns. Le filtrage est réalisé dans la bande 30-60 MHz. L'étude a été réalisée pour différentes combinaisons de limites de calcul du temps de montée, C_{min} et C_{max} : 10-90 % ; 10-70% ; 20-80%. Il est apparu qu'avant 1000 ns aucune information utile concernant le pulse principal (temps de déclenchement situé vers 1100 ns) n'est disponible. Il en est de même après 1250 ns. Une fenêtre signal de 1000-1250 ns est donc utilisée pour la suite. Afin de confirmer ce résultat, les amplitudes d'un lot de plus de $1,6.10^4$ traces, choisies arbitrairement, sont présentées dans la figure 3.11. On peut voir que les résultats obtenus sont en accord avec une utilisation de la fenêtre signal 1000-1250 ns avec des signaux sortant significativement du bruit seulement entre 1000 et 1250 ns pour la majorité des traces.

De ces différentes études, nous pouvons voir qu'une plus grande stabilité dans le comportement des temps de montée des traces gerbe est obtenue pour une fenêtre en temps de 250 ns entre $b_{\text{start}} = 1000$ ns et $b_{\text{end}} = 1250$ ns, un filtrage entre $f_{\text{min}} = 30$ MHz et $f_{\text{max}} = 60$ MHz et un temps de montée correspondant au temps nécessaire pour passer de $C_{\text{min}} = 10$ % à $C_{\text{max}} = 70$ % du maximum de la cumulative. Ce sont donc ces différents paramètres qui sont utilisés dans la suite afin d'observer la signature des gerbes dans les données et ainsi discriminer les deux échantillons.

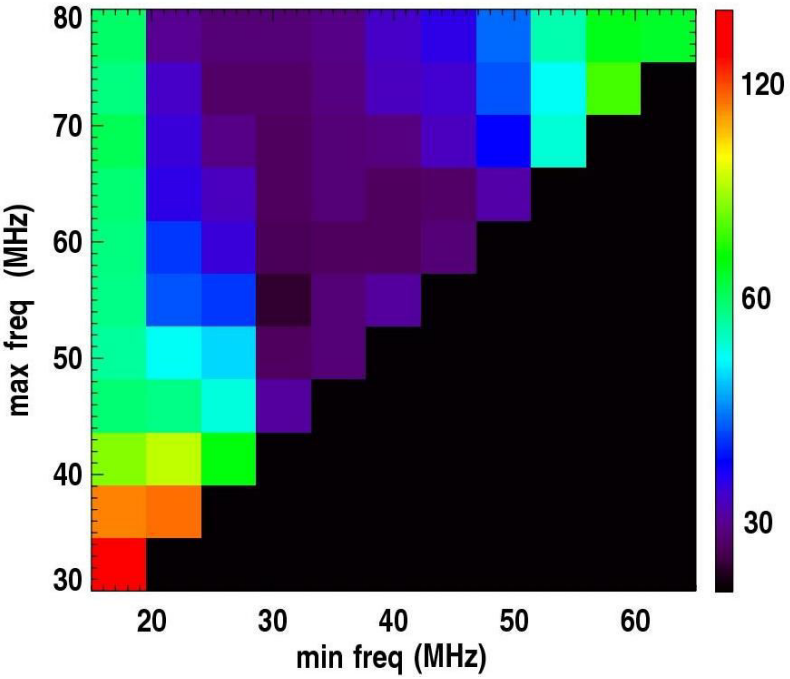


FIG. 3.10 – Valeurs moyennes, représentées par le code couleur, de la distribution des temps de montée en nanosecondes de l'échantillon gerbe pour différentes bandes de filtrage. Un balayage par pas de 5 MHz a été réalisé pour différentes paires de $[f_{\min}, f_{\max}]$ avec $f_{\min}$ variant de 15 MHz à 65 MHz et $f_{\max}$ variant de 30 MHz à 80 MHz en respectant une fenêtre de filtrage minimale de 15 MHz : $f_{\max} = f_{\min} + 15$ MHz. Pour cette figure la fenêtre d'étude du signal est fixée à 300 ns entre 1000 ns et 1300 ns et le temps de montée est défini comme étant le temps nécessaire pour passer de 10% à 70% du maximum de la cumulative.

3.2.2 Résultats

Les distributions des temps de montée obtenues pour les deux échantillons avec les paramètres fixés précédemment sont présentées dans la figure 3.12. On observe une limite supérieure très claire pour les traces gerbe (environ 30 ns). En imposant un temps de montée maximum égal à 30 ns, on rejette 78,9 % des traces bruit de fond. On utilise seulement les traces de la polarisation EO. Comme expliqué précédemment.

Le facteur de suppression peut encore être quelque peu amélioré en étudiant la corrélation entre $t_{\max}$ et $t_{\min}$. Pour les traces gerbe, la corrélation est très forte comme présentée dans la figure 3.13. On peut donc appliquer un fit linéaire sur les données gerbes, défini par : $t_{\max} = a\, t_{\min} + b$ et rejeter les traces présentant une trop grande dispersion à cette loi linéaire en utilisant la minimisation suivante : $\chi^2 = (t_{\max} - (a\, t_{\min} + b))^2$ pour chaque trace.

La valeur maximale de χ^2 obtenue pour les évènements gerbe (à l'exception d'une trace pour laquelle la dispersion est très grande) est égale à $\chi^2 = 29,2$. On applique alors le critère suivant : si $\chi^2 > 30$, la trace est rejetée. Une coupure supplémentaire basée sur l'observation du comportement des évènements gerbe, voir la figure 3.13, est appliquée sur les limites de calcul du temps de montée,

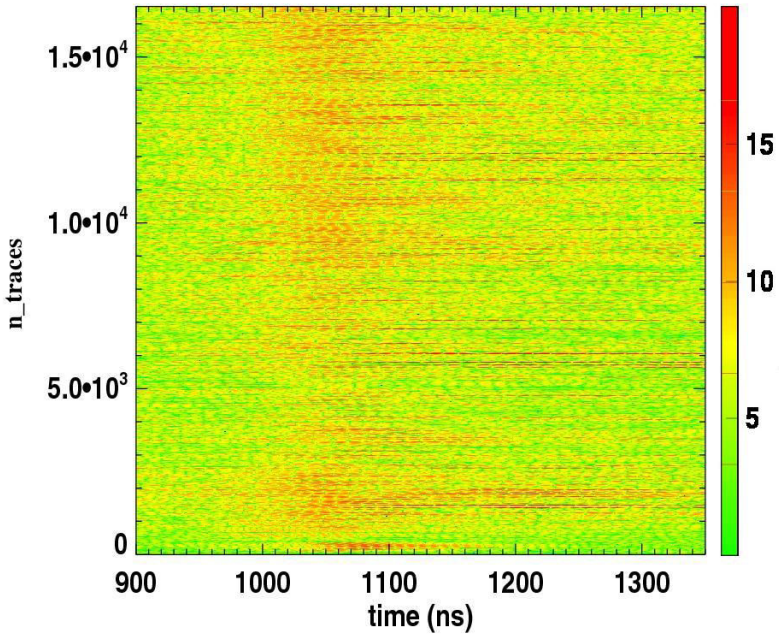


FIG. 3.11 – Amplitudes entre 900 ns et 1400 ns, dans la bande 30-60 MHz, de plus de $1,6.10^4$ traces, choisies arbitrairement, Le code couleur correspond au nombre de coups ADC. Les pulses principaux s'étendent de 1000 à 1250 ns pour la majorité des traces.

$t_{\min}$ et $t_{\max}$: $t_{\min} \geqslant 1007$ ns et $t_{\max} \leqslant 1120$ ns. Cette méthode appliquée sur les 20 millions de traces bruit de fond donne un facteur de suppression du bruit de fond égal à 82 %.

À cette méthode est ajoutée une coupure permettant de rejeter les traces présentant des pulses secondaires en dehors de la fenêtre choisie pour le calcul du temps de montée. Cette situation s'est présentée pour certaines traces bruit de fond. Pour cela, on somme toutes les amplitudes du carré du signal hors de la fenêtre utilisée pour le calcul du temps de montée (en dehors de la fenêtre 1000-1250 ns) comme suit : $S_{\text{cut}} = \sum_{k=0}^{999} s_{\text{EO}}(k)^2 + \sum_{k=1251}^{2275} s_{\text{EO}}(k)^2$. Le comportement de la variable S_{cut} a été étudié pour les traces de l'échantillon gerbe, on applique alors une coupure sur la valeur maximale obtenue.

On peut voir dans les figures 3.12 et 3.13 (voir le point rouge isolé sur les deux figures) qu'une trace gerbe est rejetée par cette méthode : le signal correspondant est présenté dans la figure 3.14. Son temps de montée est supérieur à 110 ns. Cette trace était déjà rejetée par la première méthode (voir la section 3.1) et a été détectée par A4 (temps UTC : 1321480472). Ce signal est de très mauvaise qualité.

On teste la coupure : $\chi^2 = (t_{\max} - (a\, t_{\min} + b))^2$ à laquelle on ajoute une coupure sur les limites inférieure et supérieure de calcul du temps de montée sur 2×10^7 traces bruit de fond, ainsi que celle permettant la suppression des traces présentant des pulses secondaires hors de la fenêtre signal. **Le facteur de suppression global est égal à 88.6 %**. Une seule trace gerbe a été rejetée : cette trace est celle de l'évènement 1321480472 détecté par A4. Cet évènement correspond à une coïncidence double A2, A4 présentée dans les figures 3.5, la trace détectée par A2 est quant à elle sélectionnée, comme celle de la coïncidence 1290962233 également présentée dans la figure 3.5.

La méthode décrite précédemment pour le calcul du temps de montée est effectuée en calculant le

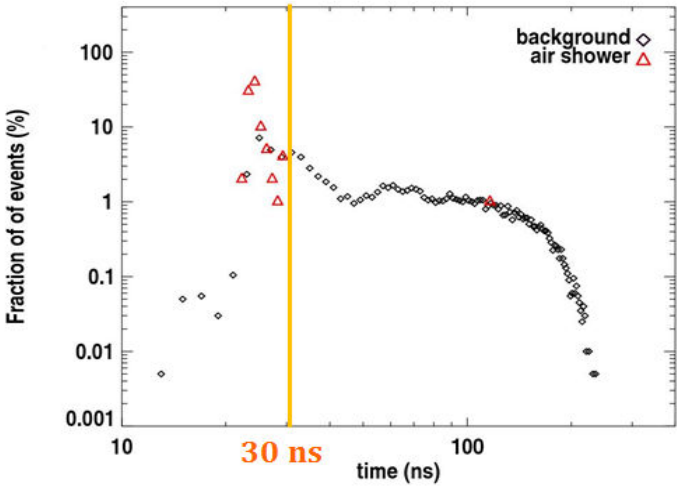


FIG. 3.12 – Distributions des temps de montée pour les traces bruit de fond (losanges noirs) et gerbe (triangles rouges). Le temps de montée est défini par le temps nécessaire pour passer de $C_{\min} = 10\%$ à $C_{\max} = 70\%$ du maximum de la cumulative. La coupure utilisée (30 ns) est représentée par la ligne verticale orange. Hormis pour une trace (triangle rouge isolé vers 100 ns), les temps de montée des traces gerbe sont tous inférieurs à 30 ns. La trace rejetée est présentée dans la figure 3.14 et est de très mauvaise qualité.

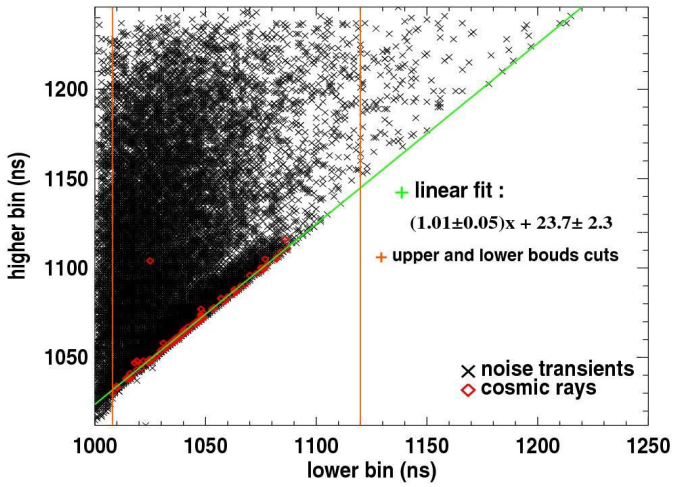


FIG. 3.13 – Corrélation entre la valeur du bin de temps maximal $t_{\max}$ et la valeur du bin de temps minimal $t_{\min}$. Les croix noires correspondent aux traces bruit de fond et les losanges rouges, aux traces gerbe. Le fit linéaire réalisé sur les traces gerbe est indiqué par la ligne verte. Les coupures sur les limites inférieure et supérieure du calcul du temps de montée sont indiquées par les lignes oranges. La trace rejetée, correspondant au losange rouge isolé, est également visible sur cette figure.

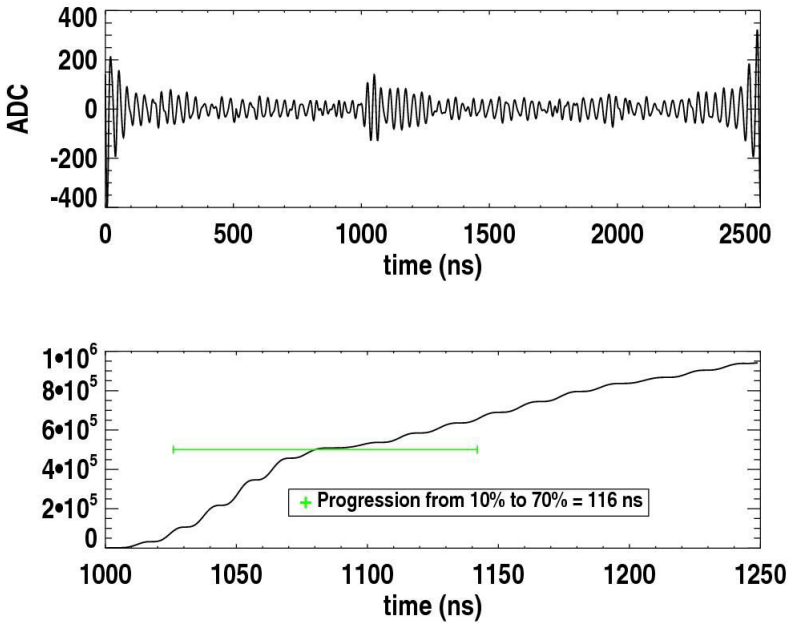


FIG. 3.14 – Trace rejetée, haut : signal filtré dans la bande 30-60 MHz pour la polarisation EO. Bas : fonction cumulative non normalisée du signal au carré. Le temps de montée défini par le passage de 10 % à 70 % de la cumulative est indiqué en vert et est égal 116 ns avec $t_{\min} = 1026$ ns et $t_{\max} = 1142$ ns.

temps nécessaire pour passer de $C_{\min}$ à $C_{\max}$ du maximum de la cumulative et ne reflète donc pas le comportement global des fonctions cumulatives calculées.

Afin de vérifier que les résultats ne sont pas affectés par la forme de la cumulative, une étude de ce comportement global a été effectuée. Le principe de cette étude consiste à obtenir la tendance moyenne suivie par les cumulatives de l'échantillon gerbe. Pour cela on effectue un ajustement linéaire de chaque fonction cumulative de l'échantillon entre 10 % et 70 % de son maximum. On obtient alors pour chaque trace gerbe le coefficient directeur de son ajustement linéaire. La moyenne de ces coefficients nous donne enfin la tendance moyenne suivie par les évènements gerbe. On obtient $\tilde{C}_{\mathrm{CR}}(t) = 0,028 \pm 0,006\ t$. Le χ^2 d'une fonction cumulative C pour une trace donnée est défini par $\chi^2 = \sum_{t_{10\ \%}}^{t_{70\ \%}} (C(t) - \tilde{C}_{\mathrm{CR}}(t))^2$ représentant l'écart à la tendance suivie par une cumulative gerbe. La trace est sélectionnée si $\chi^2 < 0,7$. On obtient avec cette méthode une efficacité comparable à celle obtenue précédemment avec un facteur de suppression égal à 86 %.

3.3 Méthode du temps de montée sur les données CODALEMA

Comme vu à la section 1.4.2, les stations autonomes de CODALEMA sont identiques à celles utilisées pour RAuger (même antenne, même électronique). Au vu du succès de cette méthode sur les données RAuger, l'utilisation du temps de montée du pulse principal afin de discriminer les gerbes atmosphériques du bruit de fond a donc été testée sur les données de CODALEMA par D. Torres en

octobre 2012 [121, 122].
L'étude a été réalisée sur un échantillon de 88 traces gerbe détectées en coïncidence par les stations radio et les scintillateurs de CODALEMA en polarisation EO entre mai et septembre 2012 et d'un échantillon de 1000 traces bruit de fond enregistrées durant la même période. Les fonctions cumulatives obtenues pour ces deux échantillons sont présentées dans la figure 3.15. On observe la même tendance que pour RAuger, les cumulatives de l'échantillon gerbe présentent des pentes similaires et atteignent leurs maximums plus vite que les cumulatives de l'échantillon bruit de fond.

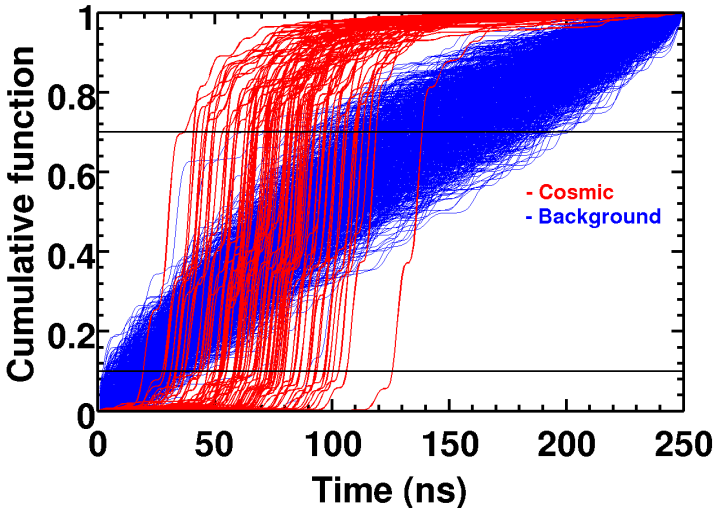


FIG. 3.15 – Fonctions cumulatives normalisées obtenues pour les échantillons gerbe (en rouge) et bruit de fond (en bleu) en polarisation EO constitués respectivement de 88 et 1000 traces.

Comme pour RAuger, les paramètres utilisés pour le calcul du temps de montée ont été optimisés afin de minimiser le rapport entre le nombre de traces gerbe rejetées et le nombre de traces bruit de fond rejetées. En effet, l'environnement radio est différent (comme par exemple la présence de transformateurs EDF). De plus l'intensité et la direction du champ géomagnétique sont différentes à Nançay, de même que le maillage plus petit, entraînant la détection de gerbes de plus faibles énergies, ces paramètres influences le champ électrique mesuré par CODALEMA. Pour cette dernière, les paramètres optimums correspondent à un filtrage effectué dans la bande 24-82 MHz et à un temps de montée défini comme le temps nécessaire pour passer de 10 % à 70 % du maximum de la cumulative. Comme pour RAuger, l'électronique utilisée étant identique, la fenêtre temporelle contenant le pulse principal est fixe : 250 ns entre $t_{\min} = 1000\ ns$ et $t_{\max} = 1250\ ns$, le temps de déclenchement des stations CODALEMA est situé aux environs de 1100 ns comme pour RAuger. L'étude a également été effectuée seulement en EO.
Les histogrammes des temps de montée obtenus pour les deux échantillons sont présentés dans la figure 3.16. Comme observé sur les données RAuger, les temps de montée obtenus pour les évènements gerbe sont plus courts que ceux obtenus pour l'échantillon de traces bruit de fond. Pour les 88 traces gerbe étudiées, les temps de montée sont en effet tous inférieurs à 20 ns. Les comportements des deux échantillons sont très différents, les deux histogrammes sont facilement séparables, mais le nombre de traces bruit de fond utilisé ici est trop faible. Une fois calibrée, la méthode est élargie à un plus grand

nombre de traces bruit de fond.

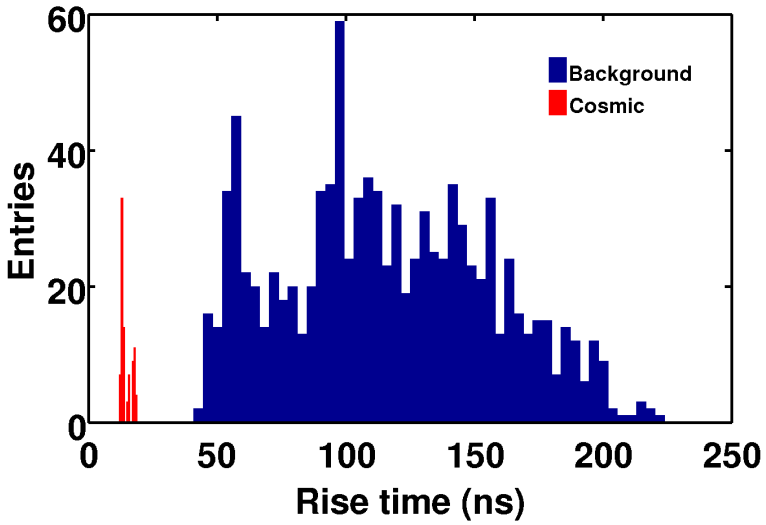


FIG. 3.16 – Histogrammes des temps de montée pour les échantillons gerbe (en rouge) et bruit de fond (en bleu) constitués respectivement de 88 et 1000 traces détectées entre mai et septembre 2012. Les temps de montée des traces gerbe sont tous inférieurs à 20 ns.

L'étude est alors réalisée sur un échantillon de 10^6 traces bruit de fond enregistrées en polarisation EO par 20 stations du réseau CODALEMA choisies aléatoirement afin de restreindre la quantité de données à analyser. La corrélation entre les limites inférieure et supérieure $t_{\min}$ et $t_{\max}$ du calcul de temps de montée est utilisée, il s'agit en effet de la méthode d'étude du temps de montée ayant donné les meilleurs résultats pour RAuger. Pour cela, on étudie le critère suivant : $\chi^2 = (t_{\max} - (a\, t_{\min} + b))^2$. Une trace bruit de fond est rejetée si son χ^2 est supérieur au double du χ^2 maximum obtenu pour une trace gerbe : $\chi^2_{\max} = 23$. Une coupure supplémentaire est appliquée sur les limites de calcul du temps de montée, $t_{\min}$ et $t_{\max}$. Le résultat de cette étude pour une station CODALEMA ayant détecté 10^3 traces durant la période analysée est présenté dans la figure 3.17.

Appliquée sur les 20 stations ayant pris des données dans la période étudiée correspondant à 10^6 traces bruit de fond et 88 traces gerbe, la méthode conduit à la suppression globale de 94,2 % de traces bruit de fond et ne supprime aucune des 88 traces gerbe. Les taux de suppression du bruit de fond station par station (pour les 20 stations ayant participé à cette étude) sont présentés dans la figure 3.18.

Conclusion

La discrimination des évènements radio induits par des gerbes atmosphériques des évènements bruit de fond est un des principaux défis de la radio détection des rayons cosmiques. La stratégie mise en jeu dans ce chapitre afin de trouver une observable radio permettant de discriminer les évènements gerbe des évènements bruit de fond, et donc d'améliorer la détection autonome, est basée sur la comparaison des comportements relatifs à deux échantillons distincts : un composé d'évènements bruit de

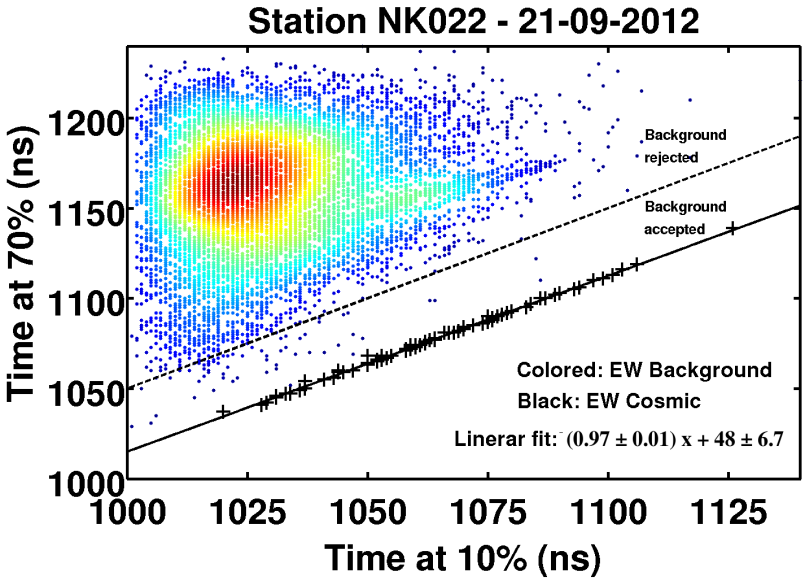


FIG. 3.17 – Corrélation entre les limites de calcul du temps de montée $t_{\min}$ et $t_{\max}$ pour les 10^3 traces bruit de fond (points colorés) détectées par une station CODALEMA et les 88 traces gerbe (croix noires). Le fit linéaire réalisé sur les traces gerbe est indiqué par la ligne pleine et donne $t_{\max} = (0,97 \pm 0.01).t_{\min} + 48 \pm 6,7$. La valeur de χ^2 maximale obtenue pour les traces gerbe est égale à 23. La coupure $2.\chi^2_{max}$ est indiquée par la ligne pointillée. Le code couleur représente la densité de traces de bleu foncé : peu peuplé à rouge : très peuplé.

fond (2.10^7 traces) et un constitué de gerbes atmosphériques. Les évènements gerbe (95 traces) ont été détectés en coïncidence entre le SD et les stations radio de RAuger.
Nous avons décrit ici deux méthodes explorant différentes observables discriminantes potentielles. La première a été construite dans le domaine fréquentiel et fournit un facteur de suppression de bruit fond égal à 59,4 %. Cette méthode rejette également 3,26 % de traces gerbe. Le rapport entre le nombre de traces bruit de fond rejetées et le nombre de traces gerbe rejetées n'est pas satisfaisant (environ 0,055). De plus, cette méthode fait appel à des ressources informatiques importantes dues à l'application successive de plusieurs FFTs. Afin de diminuer ce rapport, une méthode de réjection a été développée dans le domaine temporel. La discrimination entre bruit de fond et gerbe atmosphérique est alors basée sur la caractérisation de la forme d'onde. La comparaison entre les deux échantillons a permis d'observer que la durée du pulse principal des évènements gerbe est plus courte que celle du bruit de fond dans la majorité des cas. On utilise alors le temps de montée du pulse principal dans une courte fenêtre en temps comme observable discriminante. L'application de différentes coupures sur cette observable a permis de rejeter près de 90 % des traces bruit de fond et seulement une trace gerbe (1,05 %) dont le signal est de très mauvaise qualité. Cette méthode répond à nos attentes avec un rapport entre le nombre de traces bruit de fond rejetées et le nombre de traces gerbe rejetées très satisfaisant, égal à environ 0,012 (4,6 fois plus petit et donc efficace que la première méthode), et un plus faible besoin en ressources informatiques, la méthode nécessitant moins de FFTs. Cette méthode a été présentée au cours de la conférence internationale RICAP [123] et de la conférence nationale SF2A [124]. Elle a également fait l'objet d'un poster à l'ISAPP en 2012 [125].
Les stations RAuger 2 sont les mêmes que celles utilisées pour la détection autonome sur CODALEMA

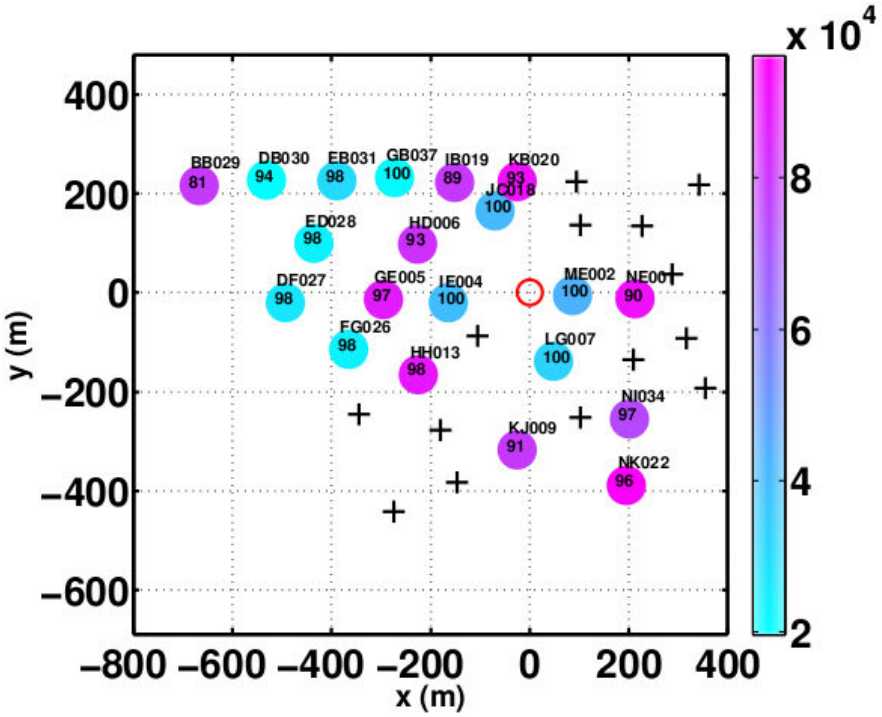


FIG. 3.18 – Plan du réseau CODALEMA indiquant les taux de suppression du bruit de fond pour chacune des 20 stations ayant participé à l'étude, choisies aléatoirement afin de restreindre la quantité de données à analyser. Les taux de suppression sont indiqués au-dessus des cercles colorés représentant les stations participantes. L'échelle colorée représente le nombre d'évènements détectés par chaque station entre février et septembre 2012. Les stations non utilisées pour cette étude sont indiquées par des croix noires (restriction de la quantité de données à analyser). Pour chaque station le taux de réjection est pondéré par le nombre d'évènements détectés.

motivant le test de la méthode de réjection basée sur l'étude du temps de montée du pulse principal sur cette expérience. Cette observable a donc pu être étudiée dans un environnement radio différent et dans l'hémisphère nord. L'étude a porté sur six mois de prise de données de 20 stations CODALEMA (entre février et septembre 2012) ; deux échantillons ont été étudiés : le premier constitué de 10^6 traces bruit de fond et le second de 88 traces gerbe détectées en coïncidence entre les stations radio et les scintillateurs de CODALEMA. Le facteur de suppression du bruit de fond durant cette période est égal à 94,2 % sur l'ensemble des traces enregistrées par les 20 stations, la méthode permet donc de réduire significativement le lot de données à analyser. Afin d'en profiter au mieux, l'algorithme est installé on-line (au fil de l'acquisition) sur la chaine d'acquisition de CODALEMA depuis janvier 2013 au niveau 2 de déclenchement, T2.

La méthode du temps de montée décrite dans ce chapitre a été appliquée aux données d'AERA dans le cadre du développement d'une méthode de sélection des coïncidences AERA-SD présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Sélection des coïncidences entre AERA et le SD

Sommaire

4.1 Méthode 115
4.2 Coïncidences en déclenchement externe 117
4.2.1 Étude du temps de montée du pulse principal 118
4.2.2 Candidats gerbe en déclenchement externe 122
4.2.3 Discussion autour de la stratégie de filtrage 125
4.2.4 Exemple d'un évènement de forte multiplicité 127
4.3 Coïncidences en déclenchement autonome 129
4.4 Coïncidences sélectionnées pour AERA-I 131
4.4.1 Résultats pour les évènements en déclenchement externe 131
4.4.2 Étude de la dépendance du temps de montée avec d'autres paramètres de la gerbe 134
4.4.3 Résultats pour les évènements en déclenchement autonome 136
4.5 Comparaison avec deux autres méthodes de sélection de coïncidences . . 138
4.6 Coïncidences sélectionnées pour AERA-II 144
4.6.1 Étude du run test 100808 144
4.6.2 Résultats pour 5 mois de prise de données 148
Conclusion 151

Introduction

Un des avantages principaux de l'observatoire Pierre Auger est son mode de détection hybride qui permet d'étudier le développement complet de la gerbe sous différents aspects : contribution radio, lumière de fluorescence émise lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère (FD), contribution muonique (AMIGA) et détection au sol par un réseau de surface géant (SD).
Nous nous intéressons ici à la détection hybride AERA/SD via les évènements déclenchés par le réseau de surface mais aussi via les évènements auto-déclenchés en radio. Le but de cette étude est de développer une méthode permettant d'obtenir des listes de coïncidences quelques jours seulement après

l'acquisition des données avec des outils pouvant fonctionner le plus légèrement et rapidement possible sur le support des données d'AERA : Lotta (ordinateur installé dans le bâtiment des télescopes Coihueco). Dans l'optique de minimiser le temps de traitement des données, la méthode ne doit pas nécessiter le traitement de toutes les données disponibles mais doit effectuer une première sélection au plus bas niveau de l'analyse. Pour cette même raison, la reconstruction des données SD est à éviter. Ceci est possible car des listes officielles d'évènements SD passant les coupures de qualité requises par le groupe de travail étudiant le réseau de surface sont disponibles, les caractéristiques des gerbes sont incluses dans ces fichiers, la méthode utilisée pour reconstruire les données SD est présentée dans [126]. Cette méthode a été développée car celle utilisée jusqu'alors était très lourde en ressources informatiques et temps de calcul. De plus, la sélection d'évènements obtenue par cette dernière n'avait jamais été comparée à d'autres résultats. Plusieurs approches, dont celle présentée ici, ont donc été développées afin de confronter différentes sélections.

Dans la première partie de ce chapitre est présentée la construction et la calibration de la méthode sur les données des 17 stations équipées de numériseurs KIT/BUW de la phase 1 (LS ID : 3, 6, 7, 10, 11, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 24) et d'antennes log-périodiques (LPDA) mesurant les deux polarisations horizontales du champ électrique dans la bande de fréquence 30-80 MHz. Le dispositif expérimental est décrit dans la section 2.2. Pour ceci un run test, le run 100198 ayant duré environ 10 jours a été étudié en détail. Ce run a débuté le 27 octobre 2012 à 12h22 UTC et a été stoppé le 06 novembre 2012 à 16h02 UTC. Quelques caractéristiques de ce run test sont présentées dans le tableau 4.1. Ce run contient 271 fichiers de données de 2999 évènements et un fichier de 3 évènements, conduisant à un nombre d'évènements égal à 812732, dont 87% ont été déclenchés de manière autonome. La multiplicité moyenne de ces évènements auto-déclenchés est d'environ 8 stations et d'environ 10 stations pour les évènements en déclenchement externe. Lors d'un déclenchement externe (SD ou FD) toutes les stations reçoivent une requête de déclenchement entraînant une multiplicité théorique de 17 stations, mais certaines peuvent être occupées (déjà déclenchées) et donc peuvent ne pas répondre à ces requêtes. La multiplicité est alors calculée sur la base des stations participantes, celles contribuant réellement à l'évènement en déclenchement externe, et peut donc être inférieure à 17 stations comme observé dans notre run test. Lors d'un déclenchement autonome, seules les stations pour lesquelles le signal mesuré est supérieur à un seuil prédéfini sont déclenchées comme expliqué à la section 2.3.5, la multiplicité d'un évènement correspond donc au nombre de stations participant à celui-ci.

Nombre d'évènements	Nombre de déclenchements autonomes	Nombre de traces en autonome	Nombre de déclenchements externes	Nombre de traces en externe
812732	708902	4933639	103830	1067079

Tab. 4.1 – Quelques caractéristiques du run test 100198 correspondant à 243 heures de prise de données.

Comme expliqué plus tôt, une attention particulière est portée à la rapidité de traitement des données, la méthode développée utilise donc un nombre minimal de variables :

– pour les données SD, les listes des évènements (HERALD-v4r8p1b) fournies par le groupe d'analyse des données SD sont utilisées, une pour le réseau standard et une pour l'infill (voir la sec-

tion 1.4.1). Une coupure large sur la distance entre le cœur particule de la gerbe reconstruit par le SD et le centre d'AERA est appliquée :

$$\sqrt{(x_{\text{cœur}} - x_{\text{avg}})^2 \ + \ (y_{\text{cœur}} - y_{\text{avg}})^2} \ < \ 5 \text{ km}. \tag{4.1}$$

Avec $x_{\text{cœur}}$ et $y_{\text{cœur}}$ les coordonnées du cœur particule de la gerbe et x_{avg} et y_{avg} les coordonnées du centre d'AERA-I.
Compte tenu de la taille du réseau de la phase 1 d'AERA, cette coupure n'entraîne pas de suppression d'évènements détectés par AERA. On extrait ensuite de cette liste réduite le temps d'arrivée de la gerbe au cœur particule (seconde et nanoseconde GPS), la position du cœur particule, la direction d'arrivée reconstruite (θ et ϕ) et l'énergie.

– pour AERA : les données sont lues avec aevread (Aera EVent READer) [127] et les paramètres nécessaires à la suite de l'étude sont alors sauvegardés : le temps GPS ("timestamp") correspondant au déclenchement des stations (seconde et nanoseconde), la multiplicité des stations participant à l'évènement, les caractéristiques du signal principal : la position du maximum de signal dans la trace et son temps de montée (voir la section 4.2.1).

La méthode développée pour la sélection des coïncidences AERA/SD est présentée dans la section 4.1. Les résultats obtenus pour le run test 100198 ayant servi à la construction et à la calibration de la méthode sont présentés dans la section 4.2 pour les évènements en déclenchement externe et dans la section 4.3 pour les évènements en déclenchement autonome. Durant le développement de la méthode certains questionnements ou problèmes sont apparus, ceux-ci sont discutés respectivement dans les sections 4.2.3 avec la comparaison de différentes stratégies de filtrage et dans la section 4.3 avec la mise en lumière d'un décalage du pulse principal pour certains évènements auto-déclenchés. Les résultats obtenus pour le lot complet de données disponibles pour la phase 1 d'AERA sur Lotta sont présentés dans la section 4.4. Dans la section 4.5, les résultats obtenus avec cette méthode sont comparés à deux autres approches de sélection de coïncidences SD/AERA. Enfin, l'analyse appliquée sur 5 mois de prise de données d'AERA-II est présentée dans la section 4.6.

4.1 Méthode

L'idée de la méthode présentée dans cette section est de vérifier la compatibilité des temps d'arrivée d'une même gerbe sur les réseaux étudiés : le réseau de surface (SD) et le réseau AERA, une vue schématique de la situation est présentée dans la figure 4.1. En faisant l'hypothèse d'un front d'onde plan se déplaçant à la vitesse de la lumière et connaissant les positions des stations des deux réseaux, ainsi que la direction d'arrivée de la gerbe donnée par le SD, on peut en effet calculer les temps théoriques d'arrivée d'une même gerbe sur les deux réseaux, puis les comparer aux temps mesurés. Ces deux valeurs sont attendues identiques pour les évènements gerbe à un éventuel offset constant près, en raison des différentes électroniques utilisées pour les deux réseaux, comme cela a déjà été observé par le passé entre le SD et le FD [128, 129]. La méthode est appliquée trace par trace : pour un évènement donné, la comparaison des deux valeurs est effectuée pour chaque station participante.

Pour obtenir les temps d'arrivée de la gerbe sur les stations AERA, les traces temporelles enregistrées par celles-ci sont tout d'abord filtrées dans la bande 30-60 MHz afin de supprimer les contributions du beacon, elles sont alors balayées afin de trouver la position du maximum de signal ainsi que le temps

correspondant. Le choix de cette bande de fréquence est discuté dans la section 4.2.3.

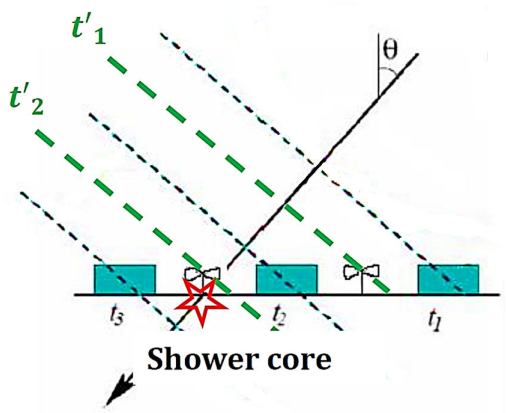


FIG. 4.1 – Illustration de l'arrivée d'une gerbe, avec un front d'onde plan et avançant à la vitesse de la lumière c, sur le SD (illustrée par les lignes bleues) et AERA (illustrée par les lignes vertes). La position du cœur particule de la gerbe est indiquée par l'étoile rouge.

Pour chaque trace AERA, on compare le temps d'arrivée de la gerbe sur le SD, $t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}}$ correspondant au temps au cœur de la gerbe, extrait des listes officielles HERALD, avec le temps d'arrivée de la gerbe sur AERA défini comme suit : $t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{mes}} = t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{position\text{-}trigger}} + t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{max\text{-}pulse}}$ avec $t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}$ le temps GPS enregistré par les stations AERA au moment du déclenchement, $t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{position\text{-}trigger}}$ la position du trigger dans la trace (bin 5120 en déclenchement externe, soit $\simeq$ 28,4 μs avec la fréquence d'échantillonnage de 180 MS/s) et $t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{max\text{-}pulse}}$ la position du maximum de signal dans la trace. Ces différents temps sont illustrés dans la figure 4.2.

Afin d'optimiser le temps de calcul, une première coupure est appliquée afin de supprimer les évènements dont l'écart temporel entre le SD et AERA est incompatible avec l'arrivée d'une même gerbe sur les deux réseaux. Seuls les évènements pour lesquels la différence entre le temps d'arrivée de la gerbe sur le SD, $t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}}$, et le temps de déclenchement des stations AERA, $t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}$, est inférieur à 100 μs sont analysés. En faisant l'hypothèse d'une gerbe se développant à la vitesse de la lumière ($c \simeq 0{,}3$ ns/m), cette coupure permet de rejeter les gerbes situées à plus de 30 km du réseau ($c \times 100\ \mu s$).
Pour chaque trace sélectionnée, on compare alors la différence de temps mesurée entre les deux réseaux $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} = t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{mes}}$ avec la différence de temps attendue connaissant la géométrie de la gerbe donnée par la reconstruction SD et faisant l'hypothèse d'un front d'onde plan avançant à la vitesse de la lumière c, comme défini par cette équation :

$$\mathrm{d}t_{\mathrm{att}} = -\frac{u(x_{\mathrm{cœur}} - x_{\mathrm{RD}}) + v(y_{\mathrm{cœur}} - y_{\mathrm{RD}})}{c}, \text{ avec } u = \cos\phi\sin\theta \text{ et } v = \sin\phi\sin\theta \qquad (4.2)$$

où u et v correspondent à la direction d'arrivée de la gerbe reconstruite par le SD, $x_{\mathrm{cœur}}$, $y_{\mathrm{cœur}}$ est la position du cœur de la gerbe reconstruite par le SD et x_{RD} et y_{RD} sont les coordonnées d'une station AERA.

Pour un évènement donné, on obtient plusieurs $\mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$, ce calcul étant effectué pour toutes les stations participantes. De même, pour chaque évènement, on a autant de $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}}$ que de stations participant

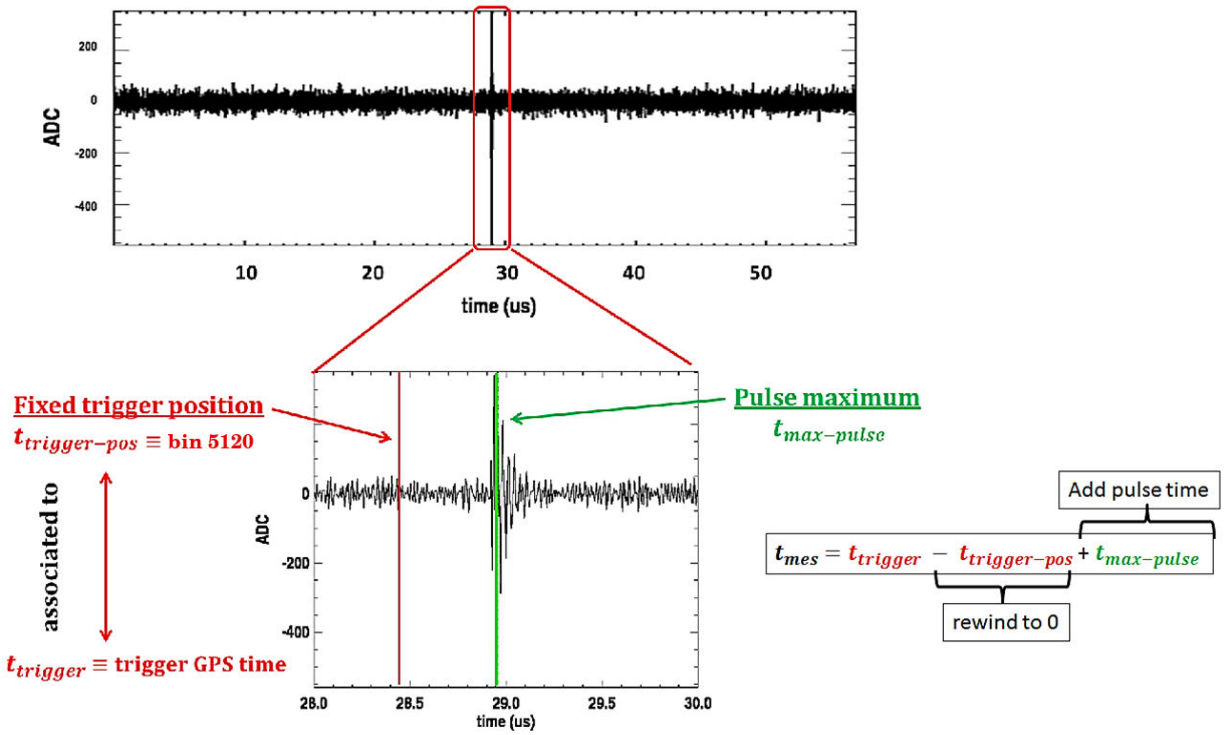


FIG. 4.2 – Définition des temps nécessaires au calcul du temps du temps mesuré par une station AERA : la position du trigger, $t^{\text{AERA}}_{\text{position-trigger}}$, toujours située au centre de la trace est indiquée en rouge (bin 5120 en déclenchement externe, soit $\simeq$ 28,4 μs avec la fréquence d'échantillonnage de 180 MS/s), elle est associée au temps GPS de déclenchement de la station, $t^{\text{AERA}}_{\text{trigger}}$. La position du pulse principal, $t^{\text{AERA}}_{\text{max-pulse}}$, est indiquée en vert.

à l'évènement, et donc que de traces.

On s'attend à observer :

- une forte corrélation linéaire entre $\mathrm{d}t_{mes}$ et $\mathrm{d}t_{\text{att}}$ pour les gerbes,
- une différence aléatoire pour les évènements bruit de fond.

Pour un évènement donné, les stations peuvent être sélectionnées ou rejetées. Un évènement est sélectionné si au moins trois stations participantes ont une forte corrélation entre $\mathrm{d}t_{\text{mes}}$ et $\mathrm{d}t_{\text{att}}$.

4.2 Coïncidences en déclenchement externe

Notre run test contient 12687 évènements en déclenchement externe détectés en coïncidence avec le SD avec une différence temporelle $|t^{\text{SD}}_{\text{mes}} - t^{\text{AERA}}_{\text{trigger}}| < 100\ \mu s$ sans coupure sur la multiplicité de l'évènement. La multiplicité moyenne de ces évènements est de 14 stations, conduisant à un nombre total de traces égal à 185072. Les traces sont filtrées dans la bande 30-60 MHz.

L'histogramme des $\mathrm{d}t_{\text{mes}} - \mathrm{d}t_{\text{att}}$ est montré sur la figure 4.3 ; un excès d'évènements est observé

entre 0 ns et 500 ns. Comme nous l'avons évoqué précédemment, ce décalage est certainement dû à l'électronique.

Les candidats gerbe sont inclus dans ce pic de coïncidence, on effectue une coupure sur la corrélation $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$ afin de ne sélectionner que les évènements inclus dans le pic à 3σ près. On extrait les paramètres utilisés pour la coupure d'un ajustement gaussien sur le pic de coïncidence comme indiqué sur la figure de droite. On obtient un pic centré en 417 ns avec une dispersion de 38 ns.

La coupure appliquée pour la sélection des candidats gerbe est alors définie de la façon suivante : $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 417| \leq 3 \times 38$ ns.

Le pic de coïncidence contient effectivement les candidats gerbe mais également une proportion non négligeable d'évènements bruit, on peut effectivement voir que l'histogramme de la figure 4.3 possède un plateau constant en nombre de traces (ici environ 400 traces). En comparant l'intégrale du pic de coïncidence sortant du bruit à celle des traces incluses sous le plateau à l'intérieur de notre coupure, on peut estimer la proportion de traces bruit de fond résiduelles dans le pic de coïncidence à 45 %. Pour la suite, on ne garde que les évènements inclus dans le pic de coïncidence avec une multiplicité minimale de trois stations radio. Pour notre run test, on obtient 28 évènements pour la voie EO avec 188 traces sélectionnées conduisant à une multiplicité moyenne d'environ 7 stations sélectionnées par évènement. Pour la polarisation NS, on obtient 16 évènements avec 79 traces sélectionnées conduisant à une multiplicité moyenne d'environ 5 stations sélectionnées par évènement. On observe bien des gerbes en coïncidence entre AERA et le SD.

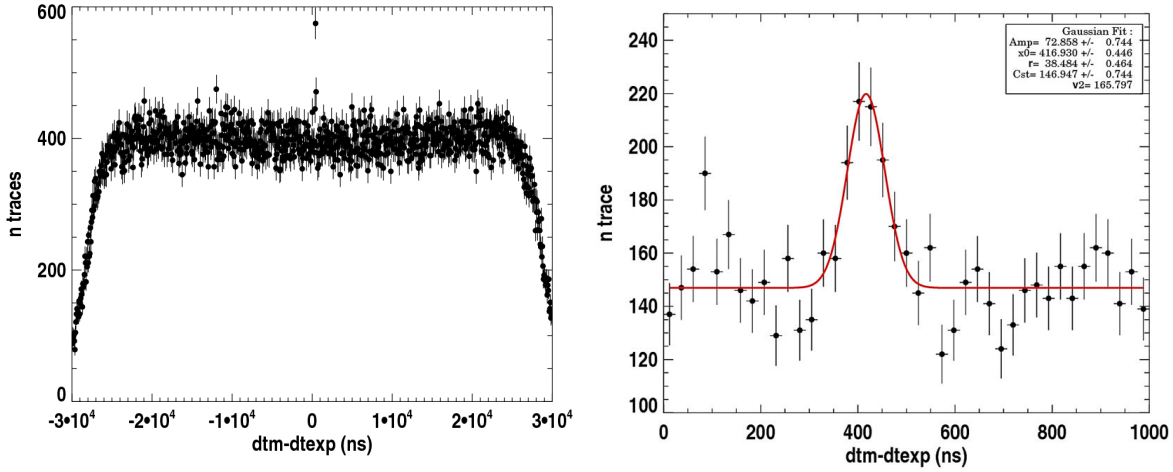


FIG. 4.3 – À gauche : histogramme des $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$ pour tous les évènements en déclenchement externe avec $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$ du run test par pas de 200 ns. On observe un excès d'évènements entre 0 ns et 500 ns. À droite : zoom autour de 500 ns, le pic de coïncidence est ajusté par une fonction gaussienne (en rouge) dont on extrait les paramètres de coupure : $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 417| \leq 3 \times 38$ ns, le pas de l'histogramme est ici de 25 ns.

4.2.1 Étude du temps de montée du pulse principal

Comme nous l'avons vu précédemment, la sélection des évènements inclus dans le pic de coïncidence contient toujours environ 45% de coïncidences fortuites qui doivent être supprimées. Dans cette

optique, on étudie le comportement du temps de montée du pulse principal sur les données AERA afin de voir si la méthode de sélection basée sur ce paramètre (présentée au chapitre 3) est efficace sur les stations AERA-I qui sont différentes de celles utilisées pour RAuger ou CODALEMA, à la fois concernant l'électronique et l'antenne.

Pour cela, deux lots de temps de montée ont été comparés, d'une part ceux obtenus pour les traces des 12687 évènements en déclenchement externe avec $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$, d'autre part les temps de montée des traces incluses dans le pic de coïncidence.
Pour RAuger, voir le chapitre 3, le signal était filtré dans la bande de 30-60 MHz et la fenêtre utilisée pour le calcul du temps de montée était statique : 250 ns entre 1000 ns et 1250 ns pour une durée totale de la trace égale à 2560 ns. En effet, la position du déclenchement dans la trace pour RAuger est toujours située au même bin temporel. De plus les coupures sur le temps de montée des données RAuger ne sont appliquées que sur la voie EO pour laquelle le signal est plus important (en raison de l'effet géomagnétique). Le temps de montée était défini comme le temps nécessaire pour passer de 10% à 70% du maximum de la cumulative, ces limites étaient celles qui permettaient la meilleure discrimination entre évènements gerbe et évènements bruit de fond. Cette méthode a été adaptée et optimisée pour les données AERA :

- les coupures sur le temps de montée sont appliquées sur les deux voies, EO et NS. Compte tenu du nombre important de stations AERA, l'appliquer la méthode exclusivement en EO conduirait à manquer un nombre relativement important d'évènements.
- la fenêtre de calcul de la fonction cumulative est désormais optimisée, elle est dynamique et centrée sur la position du maximum de signal.

Pour les traces vérifiant $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| \leq 100\ \mu s$, un balayage est réalisé afin de trouver le maximum du signal filtré sur chaque voie. Notons que la longueur des traces diffère selon le mode de déclenchement de la station : $56,9\ \mu s$ pour le déclenchement externe et $28\ \mu s$ pour le déclenchement autonome. Le temps de montée est calculé dans une fenêtre de $\pm$ 100 bins (555,6 ns) centrée sur la position du maximum du signal. Dans cette fenêtre, le carré du signal filtré est sommé bin après bin afin de construire une fonction cumulative normalisée. Le temps de montée est alors défini comme étant le temps nécessaire pour passer de 20% à 60% du maximum de la cumulative. Ces différentes étapes sont illustrées dans la figure 4.4.
Les limites de calcul du temps de montée (de 20% à 60%) ont été optimisées pour les stations AERA-I équipées de LPDA et de numériseurs KIT/BUW et sont donc différentes de celles obtenues pour RAuger ou CODALEMA. Ceci est dû aux différences existant entre les deux types de stations : antenne, électronique ...

Un exemple de fonctions cumulatives obtenues pour les données AERA est montré dans la figure 4.5. Le traitement des données décrit plus haut a été, pour cette figure, appliqué sur un fichier de données du run test : ad100198.f0024. Ce fichier contient plus de 800 traces en déclenchement externe pour lesquelles $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| \leq 100\ \mu s$ (en noir) et un candidat gerbe (en rouge) dont l'ID est 70539. Quatre traces EO de cet évènement sont incluses dans le pic de coïncidence, on peut voir que les temps de montée associés à ces traces sont plus courts que ceux obtenus pour les autres traces du fichier de données. Les temps de montée de ces quatre traces sélectionnées sont inférieurs à 166,7 ns, alors que la moyenne des temps de montée calculée sur les 800 traces en déclenchement externe du fichier est de 327,8 ns.

Détermination des paramètres de calcul du temps de montée. Plusieurs intervalles de fréquence pour le filtrage et limites de calcul du temps de montée ont été testés afin de trouver la

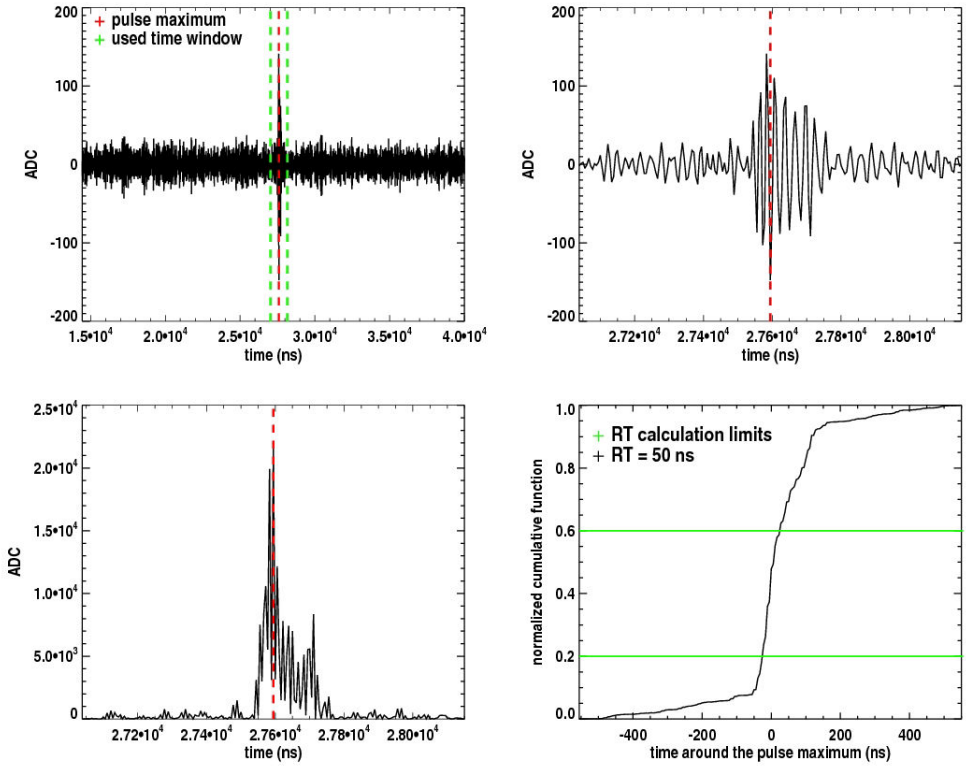


FIG. 4.4 – En haut à gauche : trace filtrée dans la bande 30-60 MHz, le maximum du pulse est indiqué par la ligne rouge et la fenêtre d'environ $1,1\ \mu s$ utilisée pour le calcul du temps de montée et centrée sur le maximum du signal est indiquée par les lignes pointillées vertes. En haut à droite : zoom sur la partie du signal incluse dans la fenêtre de calcul du temps de montée. En bas à gauche : carré du signal filtré dans la fenêtre de calcul du temps de montée. En bas à droite : fonction cumulative normalisée, le temps de montée est défini par le temps nécessaire pour passer de 20% à 60% (en vert) du maximum de la cumulative. Pour cet exemple, le temps de monté est de 50 ns.

combinaison qui optimise la discrimination entre candidats gerbe et bruit de fond. La fenêtre signal est quant à elle maintenue assez large ($\simeq\ 1\ \mu s$) afin de conserver un nombre de bins suffisant pour une construction précise de la fonction cumulative.

En filtrant le signal dans la bande 30-60 MHz, on maximise le nombre d'évènements sélectionnés tout en minimisant la distance angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites par le SD et AERA. Une discussion concernant l'utilisation de différentes stratégies de filtrage est présentée à la section 4.2.3.

Les limites utilisées pour le calcul du temps de montée sont fixées en observant le comportement de plusieurs lots de fonctions cumulatives, notamment en comparant le comportement des cumulatives obtenues pour les candidats gerbe à celui des traces non sélectionnées comme montré dans la figure 4.5. Le choix de ces limites se porte sur la portion de la cumulative qui minimise la dispersion des cumulatives obtenues à partir des candidats gerbe. Pour AERA la portion correspondante se situe entre 20% et 60% du maximum de la cumulative. Une dispersion plus élevée est en effet observée dans

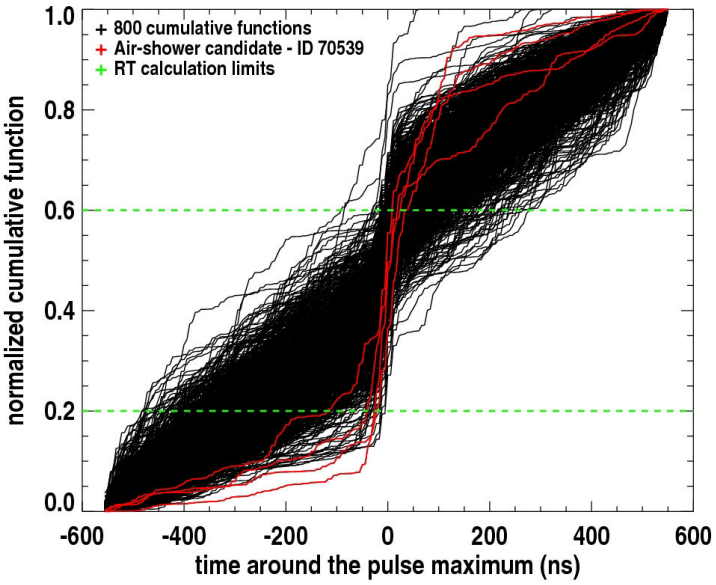


FIG. 4.5 – Exemple de fonctions cumulatives obtenues pour un fichier de données du run test (ad100198.f0024) : en noir plus de 800 traces en déclenchement externe pour lesquelles $|t^{SD}_{mes} - t^{AERA}_{trigger}| \leq 100\ \mu s$, en rouge un candidat gerbe (ID 70539) détecté par quatre stations. Les limites de calcul du temps de montée sont indiquées en vert.

la figure 4.5 pour la cumulative de notre candidat gerbe 70539 sous 20% et au dessus de 60% de son maximum.

Comme nous l'avons déjà observé pour RAuger et CODALEMA, le temps de montée obtenu à partir d'évènements gerbe est beaucoup plus court que celui obtenu à partir d'évènements bruit de fond. Le résultat obtenu à partir des données AERA est présenté dans la figure 4.6.

On observe dans cette figure que les distributions des temps de montée des candidats gerbe et bruit de fond présentent des comportements différents avec des distributions bien distinctes mais présentant tout de même une zone de recouvrement. Il est donc possible d'appliquer une coupure permettant de discriminer ces deux populations. L'idée de cette coupure est de supprimer les traces candidates vues en coïncidence temporelle accidentelle entre les deux réseaux, pour lesquelles les temps de montée sont élevés. Dans cette optique, la coupure est fixée à 222 ns à l'intersection des deux distributions afin de minimiser la réjection de candidats gerbe. Un évènement est sélectionné si au moins trois de ses stations ont un temps de montée inférieur à 222 ns ou si 2/3 de ses stations ont un temps de montée inférieur à 222 ns. Cette dernière condition a été introduite afin de permettre la sélection d'évènements avec une faible multiplicité de traces présentes dans le pic de coïncidence. En effet certains évènements, dont seulement 3 stations étaient incluses dans le pic, étaient rejetés car une des trois traces était de qualité médiocre et ne passait pas la coupure de 222 ns sur le temps de montée. Néanmoins la reconstruction de la direction d'arrivée à partir de ces traces était tout de même en bon accord avec celle obtenue à partir du SD. Avec ces coupures, 80% des traces de l'échantillon des candidats gerbe sont sélectionnées contre seulement 10% de l'échantillon global.

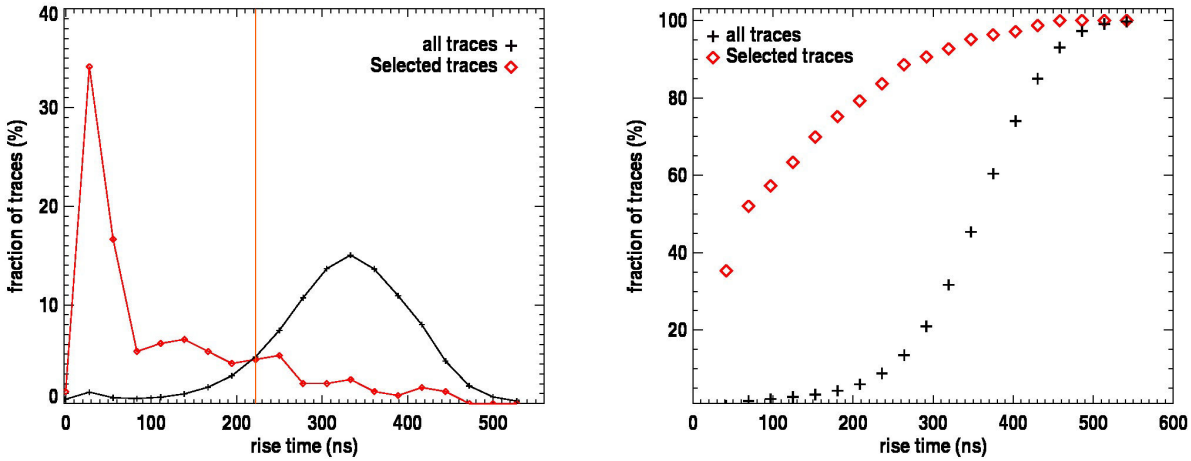


FIG. 4.6 – À gauche : distributions normalisées des temps de montée pour les candidats gerbe (en rouge) et pour toutes les traces en déclenchement externe du run test pour lesquelles on a $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| \leq 100\ \mu s$ (en noir). À droite : fraction de traces en fonction du temps de montée pour les deux lots de données : 80% des évènements sélectionnés ont un temps de montée inférieur à 222 ns correspondant à 10% du lot global de traces en déclenchement externe avec $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| \leq 100\ \mu s$.

4.2.2 Candidats gerbe en déclenchement externe

La dernière étape de sélection des données consiste à vérifier la compatibilité de la direction d'arrivée donnée par le SD avec celle reconstruite avec AERA. Pour cela, on calcule la distance angulaire entre ces deux reconstructions. Les directions d'arrivée reconstruites à partir des données AERA sont obtenues par triangulation en minimisant la fonction suivante $\sum_i \frac{[ct_i - ct_0 - (u.x_i^{\mathrm{RD}} + v.y_i^{\mathrm{RD}})]}{\sigma_i}^2$ pour laquelle on suppose un front d'onde plan avançant à la vitesse de la lumière. On a t_i le temps d'arrivée de la gerbe enregistrée par une station radio donnée, u, v la direction d'arrivée décrite précédemment, x_i^{RD} et y_i^{RD} les coordonnées des stations i et σ_i l'erreur associée au temps d'arrivée. Un évènement est sélectionné si la distance angulaire entre les deux reconstructions est inférieure à 20°. On applique ensuite ces différentes coupures au run test.

Le tableau 4.2 présente l'étude comparative du nombre d'évènements sélectionnés et de la distance angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites par le SD et AERA obtenus sans et avec application de la coupure sur le temps de montée du pulse principal. Après application de la coupure sur le temps de montée, 6 évènements sont supprimés. Pour ces derniers, les distances angulaires entre les reconstructions des directions d'arrivée données par le SD et AERA sont relativement importantes, elles sont en effet comprises entre 15° et 18,5°, ces évènements présentent des traces incluses en très faible nombre dans le pic de coïncidence (de 3 ou 4 stations sélectionnées) qui de plus sont bruitées.

L'utilisation d'une coupure sur le temps de montée permet de diminuer la distance angulaire moyenne entre les directions d'arrivée reconstruites par le SD et AERA en rejetant les traces de mauvaise qualité entraînant une reconstruction éloignée de celle donnée par le SD comme c'est le cas pour les six évènements supprimés.

Coupure sur le temps de montée	Nombre d'évènements EO sélectionnés	Nombre d'évènements NS sélectionnés	< Distance angulaire >
aucune coupure	18	8	6.2°
222 ns	16	4	3.1°

TAB. 4.2 – Comparaison des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par le SD et AERA avec et sans coupure sur le temps de montée.

Les évènements sélectionnés sont présentés dans le tableau 4.3. On peut voir que la coupure sur le temps de montée permet de sélectionner des évènements pour lesquels une multiplicité suffisante de traces de bonne qualité est observée. Dans ce tableau les évènements surlignés en verts sont des évènements pour lesquels au moins 3 traces présentent un temps de montée inférieur à la limite de 222 ns. Ceux surlignés en bleus sont des évènements pour lesquels 2/3 des traces présentent un temps de montée inférieur à la limite de 222 ns. On peut voir que pour deux de ces évènements, les distances angulaires entre les reconstructions AERA et SD sont très supérieures à la moyenne (13,1° et 9,1°). Les deux autres évènements présentant cette caractéristique sont eux reconstruits en très bon accord avec le SD, l'utilisation de cette coupure est donc légitime, elle permet en effet de maximiser le nombre d'évènements gerbe. Les stations ayant un temps de montée très court, inférieur à 111 ns, sont indiquées en vert, celles pour lesquelles le temps de montée est compris entre 111 ns et 222 ns sont indiquées en bleu.

Le rapport signal sur bruit (SNR) moyen pour chaque voie de chaque évènement est également présenté dans le tableau 4.3, ce SNR est calculé comme suit :

- l'amplitude du signal est calculée dans le même intervalle que celui du temps de montée : dans une fenêtre de 1,1 μs centrée sur la position du maximum de signal,
- le RMS du bruit est calculé dans une fenêtre de 22,2 μs au début ou à la fin de la trace relativement à la position du maximum de signal.

Une illustration des fenêtres signal et bruit utilisées pour le calcul du SNR est présentée dans la figure 4.7. La distance angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites par le SD et AERA, l'énergie de l'évènement donné par le SD et sa date sont également présentées dans ce tableau. L'énergie correspond à l'énergie CIC [40] établie avec la dernière calibration FD [130], la coupure CIC permet de prendre en compte l'atténuation de la gerbe pour un angle zénithal donné et permet donc de rendre compte de la dépendance en θ.

Une coupure sur le temps de montée après que les évènements ont passé le T3Maker (voir la section 2.3.5) et donc appliquée "hors ligne" doit être utilisée pour des analyses nécessitant des signaux de bonne qualité avec une multiplicité intéressante, comme par exemple les études nécessitant une étude des profils latéraux. Afin de connaître l'efficacité réelle de cette méthode sur les données AERA, l'étude devrait être effectuée au niveau 2 de déclenchement ; rappelons que les efficacités au niveau du T2 obtenues pour RAuger et CODALEMA sont respectivement de 90% et 94%.

[40] Constant Intensity Cut

SD ID	AERA ID	Antennas	SNR EW	SNR NS	Angular distance (°)	Energy (EeV)	Date time (UTC)
20400483	21513	7 - 14 - 16 - 19 -24	5.4	4.8	3.3	9.70	2012-10-27 16:51:13
20403117	59775	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 11 - 13 - 14 - 15 - 16 - 18 - 19 - 20 - 21 -22 -24	9.1	4.8	1.9	1.90	2012-10-28 04:02:18
20403819	70539	11 - 13 -14 -16 - 19	8.6	4.8	1.3	0.20	2012-10-28 07:02:19
20405532	103601	3 - 7 - 10 - 14 - 15 - 16	5.3	4.7	0.2	0.16	2012-10-28 14:39:09
20409155	156479	7 - 11 - 14 - 16 -24	6.5	4.9	2.1	0.21	2012-10-29 05:45:08
20409846	163505	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 13 - 15 - 18- 21	18.1	6.2	4.7	0.33	2012-10-29 07:54:36
20417728	264502	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 11 - 13 - 15 - 18 - 21 -24	7.9	5.1	3.2	1.45	2012-10-30 23:45:10
20418956	280002	20 - 22 - 24	5.01	3.7	13.1	1.40	2012-10-31 05:01:07
20420934	308452	1 - 7 - 11 - 15 - 16 - 18 - 20 - 24	3.8	4.2	4.2	1.95	2012-10-31 13:35:08
20422765	340338	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 13 - 15 - 18	7.3	5.2	1.1	16.17	2012-10-31 21:23:34
20423919	354845	3 - 6 - 10 -15	8.1	4.7	0.9	0.50	2012-11-01 02:17:37
20429293	433864	3 - 7 - 10 -13	6.9	5	2.3	0.27	2012-11-02 01:46:46
20432228	477936	6 - 10 - 16 - 18 - 19 - 20 - 21 - 22	6.8	5.4	2.8	0.39	2012-11-02 14:36:35
20439712	584259	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 11 - 13 - 14 - 15 - 16 - 19 - 20 - 21 -22 -24	7.2	5.4	1.0	3.96	2012-11-03 22:45:54
20441981	610771	3 - 6 - 10 - 16 - 19 - 20 -21 - 24	5.9	8	2.1	1.35	2012-11-04 08:35:15
20444118	633295	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 11 - 13 - 14 - 15 - 16 - 18 - 19 - 20 - 21 -22 -24	9.3	5.2	1.4	no SD T3	2012-11-04 17:35:26
20444825	647019	1 - 3 - 7 -10	5.1	4.4	9.1	0.26	2012-11-04 20:29:24
20445939	660485	10 - 16 - 19 -24	9	6.5	2.3	1.08	2012-11-05 01:02:23
20454882	781046	1 - 3 - 6 - 7 - 10 - 11 - 13 - 15 - 18 - 19	6.9	4.9	2.9	0.62	2012-11-06 05:55:59
20455614	794948	1 - 7 - 11 -13 - 24	8	5.1	2.1	0.32	2012-11-06 10:11:17

TAB. 4.3 – Candidats gerbe en déclenchement externe. Les évènements surlignés en vert sont des évènements pour lesquels au moins 3 stations présentent un temps de montée inférieur à la limite de 222 ns. Ceux surlignés en bleu sont des évènements pour lesquels 2/3 des stations présentent un temps de montée inférieur à la limite de 222 ns. Les stations indiquées en vert présentent des temps de montée inférieurs à 111 ns ; celles indiquées en bleu présentent des temps de montée compris entre 111 et 222 ns.

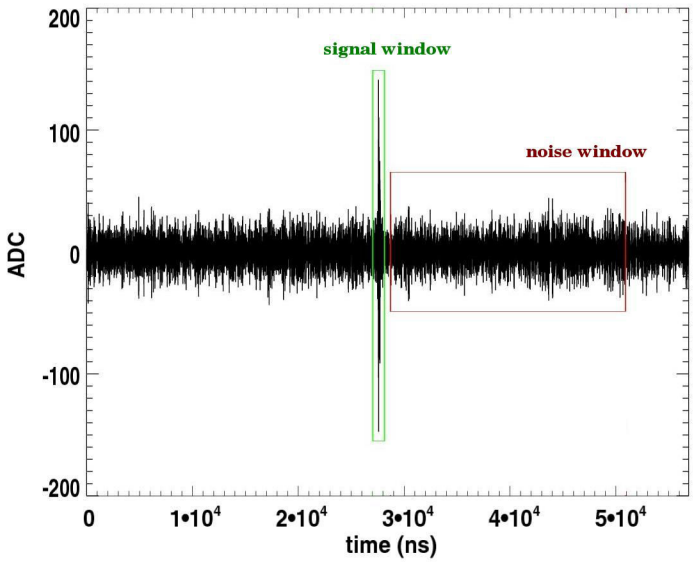


FIG. 4.7 – Fenêtres utilisées pour la définition du signal (en vert) correspondant à une fenêtre de 1,1 μs centrée sur la position du maximum de signal et pour la définition du bruit (en rouge) correspondant à une fenêtre de 22,2 μs au début ou à la fin de la trace relativement à la position du maximum de signal.

4.2.3 Discussion autour de la stratégie de filtrage

Différentes stratégies de filtrage ont été appliquées sur le run test afin d'étudier l'évolution du nombre de coïncidences sélectionnées dans un premier temps mais aussi de la reconstruction angulaire et du temps de montée en fonction du type du filtre et de la bande de fréquence utilisée.
Le filtrage s'effectue généralement avec une fenêtre carrée (porte) qui s'exprime de la manière suivante : $f_{\text{carrée}}(t) = 1$ pour $t \in [0, T]$, correspondant à notre échantillon de points à filtrer, et $f_{\text{carrée}}(t) = 0$ sinon. Pour cette fenêtre, on compare les résultats obtenus pour les bandes de fréquence : 30-60 MHz, 30-70 MHz et 30-80 MHz. Ce signal inclut les contributions du beacon (présenté dans la section 2.2) émettant 4 raies aux fréquences : 58,9 MHz, 61,5 MHz, 68,6 MHz et 71,2 MHz. L'étude a également été effectuée après suppression de ces contributions. L'amplitude des raies d'émission est pour cela supprimée sur un intervalle de 0,1 MHz : de 58,85 MHz à 58,95 MHz, de 61,45 MHz à 61,55 MHz, de 68,55 MHz à 68,65 MHz et de 71,15 MHz à 71,25 MHz. Dans ces intervalles, les contributions de beacon sont remplacées par la moyenne des amplitudes du spectre calculée dans l'intervalle [30 ; 58,85]∪[58,95 ; 61,45]∪[61,55 ; 68,55]∪[68,65 ; 71,15]∪[71,25 ; 80] MHz.

L'étude a également été effectuée en supprimant chaque contribution du beacon sur une portion de 0,05 MHz et 0,2 MHz sans modification significative des résultats. Ceux présentés ci-dessous correspondent à une suppression de chaque contribution du beacon sur une portion de 0,1 MHz. La figure 4.8 montre le spectre obtenu pour une station de l'évènement 70539 du run test avant, puis après suppression des quatre raies d'émission du beacon. On peut voir que les amplitudes de ces dernières sont très élevées, elles se situent en effet plus d'un facteur 10 au dessus du spectre mesuré par la station pour l'évènement 70539.

Une fenêtre de Hann a ensuite été utilisée dans la bande 30-80 MHz avec et sans beacon, cette dernière s'exprime comme suit : $f_{\text{Hann}}(t) = 0,5(1 - \cos\frac{2\pi t}{T})$ pour $t \in [0, T]$ et $f_{\text{Hann}}(t) = 0$ sinon.

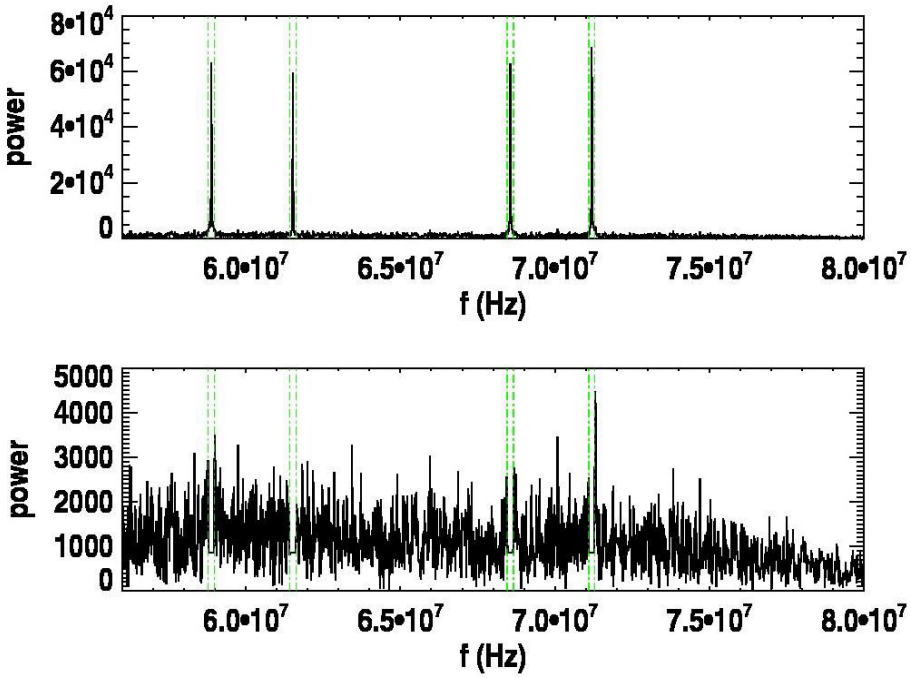


FIG. 4.8 – Spectre d'une station de l'évènement 70539. En haut : spectre mesuré, avec les 4 raies d'émission du beacon (58,9 MHz, 61,5 MHz, 68,6 MHz et 71,2 MHz). En bas : spectre après suppression des contributions du beacon, l'amplitude des raies d'émission est supprimée sur un intervalle de 0,1 MHz : de 58,85 MHz à 58,95 MHz, de 61,45 MHz à 61,55 MHz, de 68,55 MHz à 68,65 MHz et de 71,15 MHz à 71,25 MHz. Dans ces intervalles, les contributions de beacon sont remplacées par la moyenne des amplitudes du spectre calculée dans l'intervalle [30 ; 58,85]∪[58,95 ; 61,45]∪[61,55 ; 68,55]∪[68,65 ; 71,15]∪[71,25 ; 80] MHz.

Les résultats obtenus pour ces différentes conditions sont présentés dans le tableau 4.4 où pour chaque cas est présenté le nombre de coïncidences sélectionnées, la distance angulaire moyenne obtenue ainsi que le temps de montée moyen de toutes les traces des évènements sélectionnés (pas seulement celles passant la coupure sur temps de montée).

On peut voir que le nombre de coïncidences sélectionnées reste relativement stable, de 18 à 22 coïncidences. Pour l'utilisation d'une fenêtre carrée avec beacon, on peut voir que la bande de fréquence la plus défavorable est la bande 30-70 MHz, ceci étant certainement dû au fait que trois des quatre contributions du beacon se situent entre 60 et 70 MHz. Après suppression des raies d'émission du beacon, on observe une grande stabilité de nos résultats quel que soit la bande de fréquence utilisée confirmant l'observation précédente. Néanmoins, les distances angulaires sans beacon restent supérieures à celle obtenue dans la bande 30-60 MHz avec beacon. Notons qu'une autre méthode pourrait consister à calculer une moyenne glissante de la puissance spectrale sur plusieurs domaines fréquentiels de l'intervalle [30 ; 58,85]∪[58,95 ; 61,45]∪[61,55 ; 68,55]∪[68,65 ; 71,15]∪[71,25 ; 80] MHz, puis de l'extrapoler dans les intervalles de contribution du beacon afin d'obtenir une valeur très proche de la réalité. L'utilisation d'une fenêtre de Hann sélectionne une à deux coïncidence(s) supplémentaire(s), toutefois pour celles-ci, les directions d'arrivée reconstruites par AERA sont éloignées de plus de 15°

Filtrage	Nombre de coïncidences sélectionnées	< Distance angulaire > (deg)	< Temps de montée > (ns)
fenêtre carrée - avec beacon 30-60 MHz	20	3,1	301
fenêtre carrée - avec beacon 30-70 MHz	18	4,9	324
fenêtre carrée - avec beacon 30-80 MHz	19	5,2	332
fenêtre carrée - sans beacon 30-60 MHz	21	5,1	302
fenêtre carrée - sans beacon 30-70 MHz	21	5,2	302
fenêtre carrée - sans beacon 30-80 MHz	22	4,7	302
fenêtre de Hann - avec beacon 30-80 MHz	22	6,9	320
fenêtre de Hann - sans beacon 30-80 MHz	21	5,5	307

TAB. 4.4 – Comparaison de différentes stratégies de filtrage.

de celle reconstruite par le SD, résultant en une augmentation de la différence angulaire moyenne. Le nombre de coïncidences sélectionnées variant peu d'un filtrage à l'autre, la moyenne des temps de montée des traces de ces évènements est elle aussi globalement stable. Le filtrage le plus favorable, celui présentant la meilleure combinaison du nombre de coïncidences sélectionnées et de la distance angulaire moyenne observée, correspond donc à la bande 30-60 MHz avec contribution du beacon.

4.2.4 Exemple d'un évènement de forte multiplicité

Dans cette partie est présentée l'application de la méthode de sélection précédemment décrite pour un évènement détecté en coïncidence entre le SD et un grand nombre de stations d'AERA. Il s'agit de l'évènement 35479 du run 100220 qui a été détecté le 8 décembre 2012 à 12h24'54" UTC.

Les caractéristiques des traces compatibles avec une gerbe, i.e. avec $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 417| \leq 3 \times 38$ ns, sont présentées dans le tableau 4.5. Le barycentre des stations radio sélectionnées se situe à 231,7 m de l'axe de la gerbe donné par le SD. Les temps de montée de ces dernières sont présentés en fonction de leur distance à l'axe dans la figure 4.9.

SD ID	AERA ID	Antennas	<SNR> EW	<SNR> NS	Ang dist (°)	Energy (EeV)	Date time
20666019	35479 -EW	11 - 14 - 15 - 16 - 17 18 -19 - 20 - 21 - 22	8.2	23.2	2.3	3.85	2012 - 12 - 08 12:24:54
	35479 -NS	7 - 10 - 11 - 13 - 14 -15 - 16 - 17 - 18 - 19 -20 - 21 - 22 - 24					

TAB. 4.5 – Caractéristiques des traces sélectionnées de l'évènement 35479 du run 100220.

Les traces de cet évènement présentent un signal de forte amplitude, particulièrement dans la polarisation NS. Pour cet évènement un très bon accord entre la direction d'arrivée reconstruite à partir des données AERA et celle donnée par le SD est obtenue (2,3°). La très bonne qualité de signal (forte amplitude du pulse principal sortant significativement du bruit et accord des directions d'arrivée) observée pour cet évènement en fait un évaluateur pertinent de l'utilisation du temps de montée comme méthode de sélection de données.

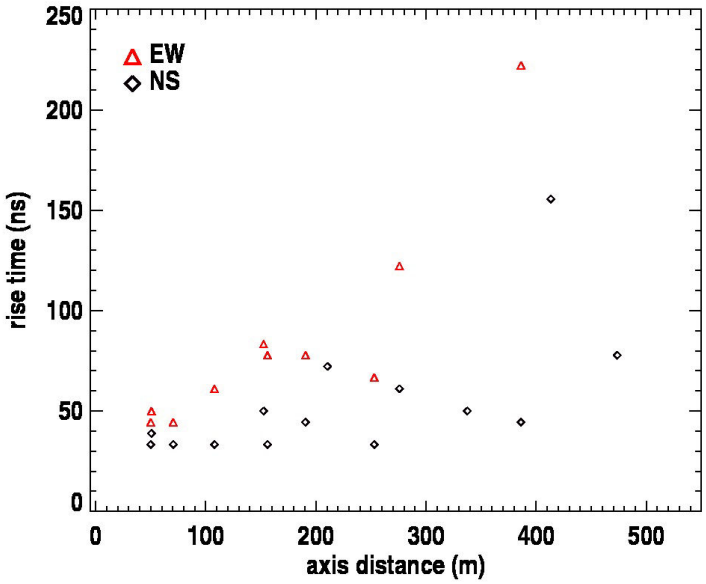


FIG. 4.9 – Temps de montée des traces sélectionnées de l'évènement 35479 du run 100220 en fonction de la distance à l'axe des stations correspondantes.

Toutes les traces de l'évènement 35479 incluses dans le pic de coïncidence ont un temps de montée inférieur à 222 ns. Les autres traces de cet évènement, celles non-incluses dans le pic de coïncidence, présentent un temps de montée moyen d'environ 333 ns. Quelques traces de cet évènement sont présentées dans la figure 4.10.

Les stations 1, 3 et 6 ne sont pas sélectionnées dans le pic de coïncidence $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 417| \leq 3 \times 38$ ns. De plus leur temps de montée sont respectivement de 355,6, 338,9 et 394,4 ns. Les six autres traces présentées dans la figure 4.10 sont sélectionnées dans le pic de coïncidence et ont des temps de montée inférieurs à 222 ns. On peut voir dans la figure 4.10 que le signal de la station 7 est de moins bonne qualité que les autres, son temps de montée est égal à 155,6 ns. Les temps de montée obtenus

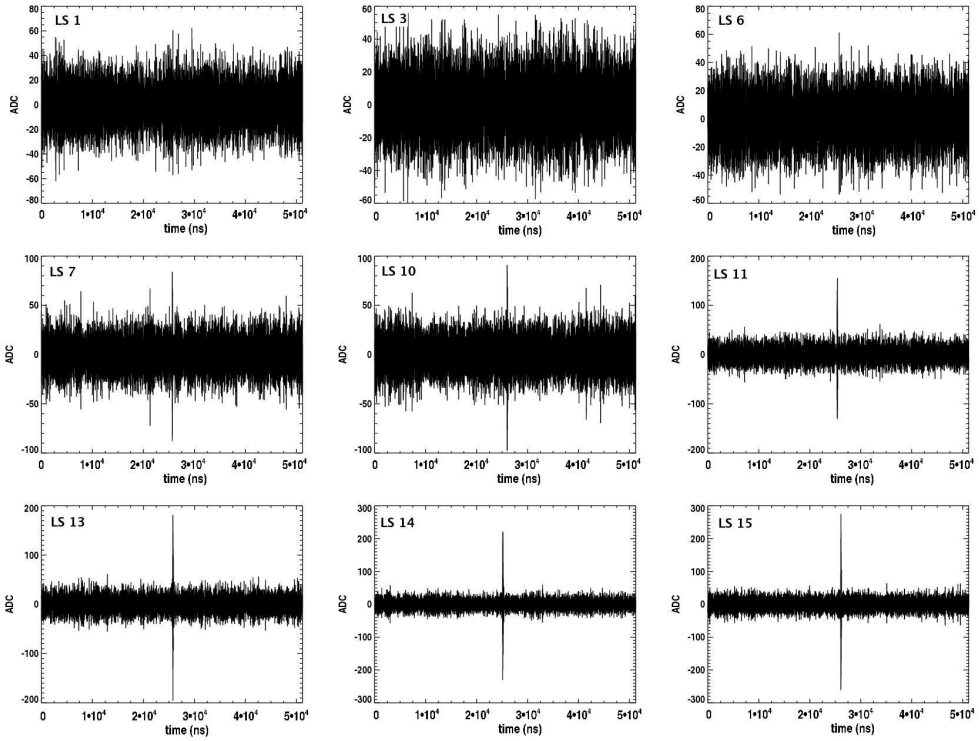


FIG. 4.10 – Quelques traces de l'évènement 35479 du run 100220 en polarisation NS pour les stations 1, 3, 6, 7, 10, 11, 13, 14 et 15.

pour les stations 10 et 11 sont inférieurs à 83,3 ns et pour les traces de très bonne qualité obtenues pour les stations 13, 14 et 15, les temps de montée sont inférieurs à 55,6 ns.

Il ressort de cette étude, comme déjà observé à la section 4.2.1, que le temps de montée est un outil très utile pour la sélection de candidats gerbe dont le signal est de bonne qualité, avec un pulse principal qui sort clairement du bruit. Dans notre étude, le temps de montée remplace une coupure qualité sur le SNR mais il pourrait également être utilisé de façon complémentaire. En fonction de l'analyse effectuée et de la qualité de signal nécessaire à cette analyse, la coupure apposée sur le temps de montée peut être optimisée. Les traces présentant une très forte amplitude de pulse principal peuvent être repérées par leur temps de montée très court ($\leq$ 222 ns).

Jusqu'à maintenant, nous avons étudié les coïncidences AERA-SD pour les évènements en déclenchement externe. Nous nous intéressons ensuite au évènements en déclenchement autonome. Ces derniers nous permettent en effet d'accéder à des évènements de plus faibles énergies, indépendamment du seuil en énergie du SD. Nous étudions ici les coïncidences entre le SD et les évènements AERA en déclenchement autonome afin de tester la méthode sur ces derniers.

4.3 Coïncidences en déclenchement autonome

La méthode de recherche de coïncidences SD/AERA a été appliquée sur les évènements en déclenchement autonome détectés par AERA-I lors du run test 100198, étudié précédemment pour les

évènements en déclenchement externe. La corrélation entre la différence de temps mesurée entre le SD et AERA et celle attendue connaissant la géométrie de la gerbe est présentée dans la figure 4.11. On observe 5 évènements présentant une forte corrélation entre $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}}$ et $\mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$ illustrée par l'ajustement linéaire rouge présenté sur la figure. Cet ajustement nous donne la corrélation suivante entre les deux variables étudiées : $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} = (1 \pm 0,05)\ .\ \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} + 433 \pm 8$ ns.

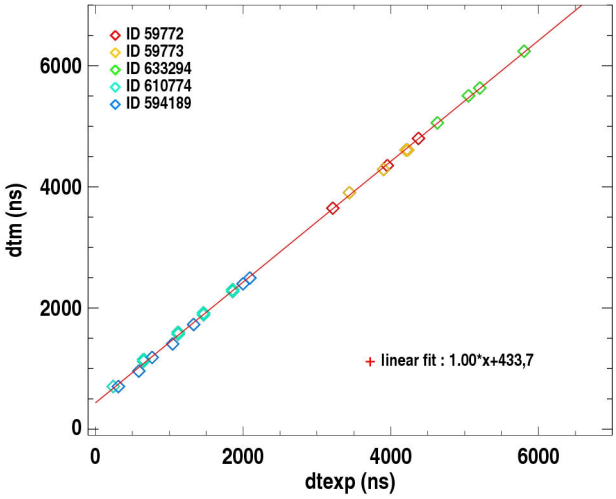


Fig. 4.11 – Corrélation entre la différence de temps mesurée entre le SD et AERA et la différence de temps attendue pour les candidats gerbe en déclenchement autonome. L'ajustement linéaire réalisé sur ces données est indiqué par la droite rouge.

On peut voir sur cette figure que deux candidats ont été détectés consécutivement : 59772 et 59773. Comme présenté dans la figure 4.12 la différence de temps de déclenchement, en noir, entre les deux évènements est de l'ordre de 3 μs alors qu'ils étaient connectés au même évènement SD (même seconde GPS).Ces observations laissaient penser que les deux évènements pouvaient être issus d'une seule et même gerbe. Pour répondre à cette question, les traces des deux évènements ont été étudiées, comme présenté dans la figure 4.13. On peut voir sur les figures que les pulses principaux ne se situent pas dans la même partie de la trace pour les deux évènements. Cela signifie que pour l'un des deux les temps GPS n'ont pas été envoyés au temps requis par la position du trigger, $t_{position-trigger}$. Une fois les temps des maximums des traces calculés, en rouge dans la figure 4.12, on peut voir que les deux évènements sont bien issus de la même gerbe, entre la première et la dernière station touchée, il s'écoule environ 1,1 μs, correspondant à une distance de 330 m.

Les temps de déclenchement envoyés par les trois stations participant à l'évènement 59772 étant décalés d'environ 3 μs par rapport aux 4 stations de l'évènement 59773, cela a entrainé la création de deux évènements distincts par le T3Maker, car 3 μs correspond à une distance de 900 m supérieure à la taille d'AERA-I. Ce décalage était lié au dysfonctionnement d'un module électronique de suppression des RFIs. Ce dernier a été désactivé, le problème est désormais réglé. Cet évènement a pu être récupéré car les multiplicités des deux "sous-évènements" créés par le T3Maker étaient au moins égales à 3 stations, correspondant à la multiplicité minimale requise. Certains évènements ont certainement été perdus lorsque le dysfonctionnement a provoqué la création de deux "sous-évènements" dont l'un

ou les deux présentai(en)t une multiplicité inférieure à 3 stations.

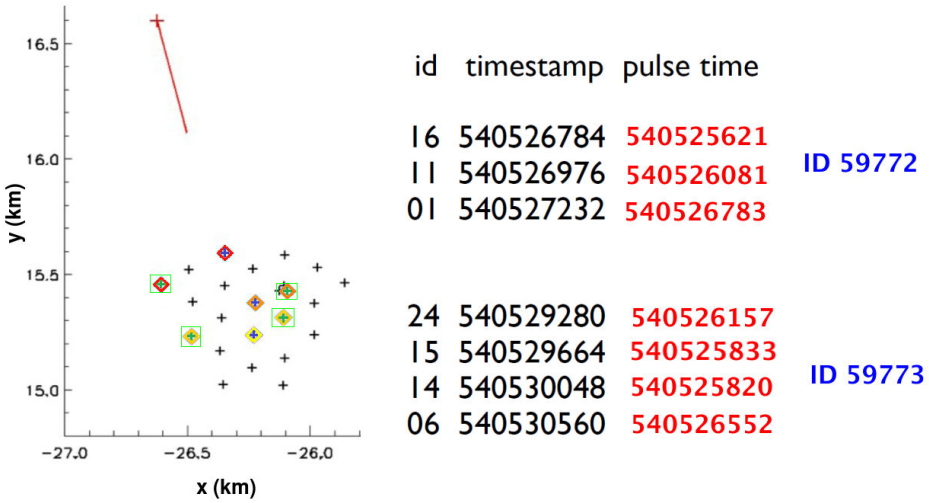


Fig. 4.12 – À gauche : illustration de l'arrivée des deux candidats gerbe consécutifs, 59772 et 59773, sur AERA. Les stations participant aux évènements 59772 et 59773 sont indiqués par les losanges colorés indiquant le temps d'arrivée de la gerbe sur le réseau, de jaune correspondant aux premières stations touchées par la gerbe à rouge correspondant aux dernières stations touchées. Les stations participant à l'évènement 59773 sont encadrées en vert. À droite, temps de déclenchement (en noir) et temps d'arrivée de la gerbe (en rouge) après prise en compte de la position du maximum de signal dans la trace pour chacune des stations participant à l'un ou l'autre des deux candidats.

Dans notre run test, on obtient donc 4 candidats gerbe pour les évènements en déclenchement autonome. Leurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 4.6.
Trois de ces quatre évènements ont également été détectés en déclenchement externe (ID SD : 20403117, 20444118, 20441981). Une même gerbe peut en effet être vue à la fois en déclenchement autonome et en déclenchement externe.

4.4 Coïncidences sélectionnées pour AERA-I

La méthode a ensuite été appliquée sur le lot complet de données d'AERA-I accessible via Lotta. La période correspondante couvre environ 10 mois de données entre janvier 2012 et janvier 2013. Certains runs sont manquants dû à un problème concernant le stockage des données. L'analyse a été effectuée des runs 100102 à 100180, puis des runs 100189 à 100199 et finalement des runs 100209 à 100223.

4.4.1 Résultats pour les évènements en déclenchement externe

Pour le lot complet de données, on obtient 423 candidats inclus dans le pic de coïncidence avec une multiplicité d'au moins 3 stations. Pour les traces de ces évènements, on applique une coupure sur le

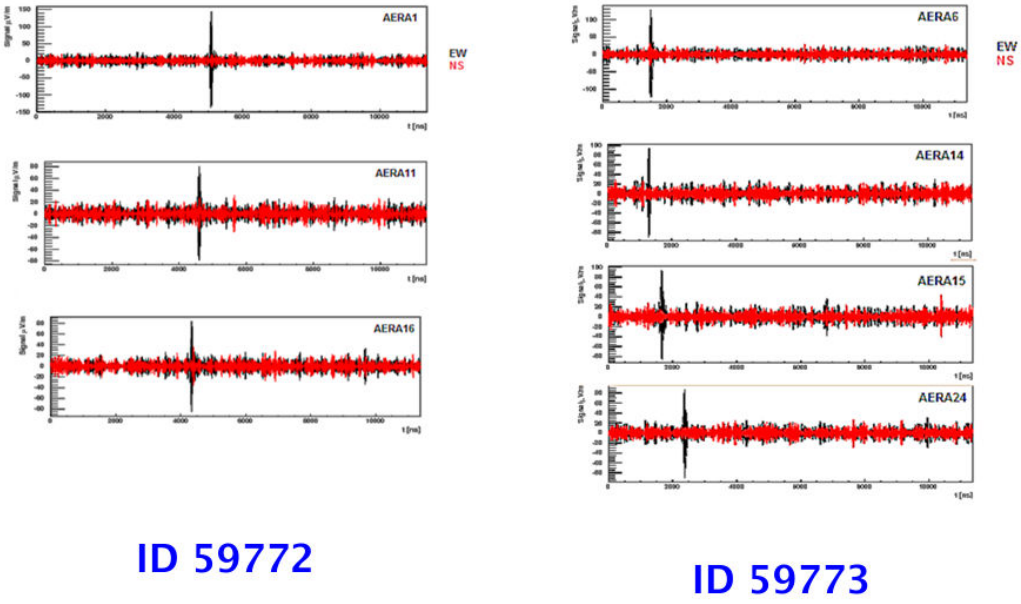


FIG. 4.13 – Traces des deux candidats gerbe consécutifs, 59772 (à gauche) et 59773 (à droite). On observe clairement le décalage temporel des pulses principaux de l'évènement 59772 comparés à ceux de l'évènement 59773.

SD ID	AERA run	AERA ID	Antennas	<SNR> EW	<SNR> NS	Ang dist (°)	Distance to the barycenter (km)	Energy (EeV)	Date time (UTC)
20403117	100198	59772	1 - 11 - 16	3.4	1.7	3	1.05	1.95	2012 - 10 - 28 04:02:18
		59773	6 - 14 - 15 - 24	2.9	1.7	2.9			
20440547	100198	594189	3 - 7 - 10 - 13 16 - 21 - 22	4.2	1.7	2.2	1.5	no SD - T3	2012 - 11 - 04 02:20:18
20441981	100198	610774	6 - 10 - 19 -20 -21	2.1	2.7	6.3	0.65	1.35	2012-11-04 08:35:15
20444118	100198	633294	1 - 6 - 15 -24	3.3	1.9	1.8	1.45	121.6	2012 - 11 - 04 17:35:26

TAB. 4.6 – Candidats gerbe pour les évènements en déclenchement autonome. L'énergie de l'évènement 20440547 n'est pas reconstruite (pas de T3 SD).

temps de montée de leur pulse principal. On sélectionne un évènement si au moins 3 de ses stations ont un temps de montée inférieur à 222 ns ou si 2/3 de ses stations ont un temps de montée inférieur à 222 ns. Comme nous l'avons vu plus tôt, cette dernière condition préserve de la réjection d'évènements de faible multiplicité. Avec cette condition 30 évènements à basse multiplicité précédemment rejetés ont été sélectionnés.

Une coupure sur la distance angulaire entre la reconstruction de la direction d'arrivée donnée par

AERA et celle donnée par le SD est appliquée. Un évènement est sélectionné si cette distance angulaire est au maximum égale à 20°. Après ces coupures, 329 coïncidences sont finalement obtenues avec une multiplicité moyenne de 7 stations sélectionnées. La distribution relative de la multiplicité de stations sélectionnées est présentée dans la figure 4.14. Pour la majorité des évènements (plus de 68 %), moins de 9 stations sont sélectionnées. Seuls 2 évènements atteignent la multiplicité maximale de 17 stations sélectionnées. Dans la figure 4.15, sont présentées pour les 329 coïncidences : les positions reconstruites des cœurs particules fournies par le SD, ainsi que les distances entre le barycentre des stations AERA sélectionnées pour chaque évènement et l'axe de la gerbe.

Les distributions des SNRs calculés sur les voies EO et NS sont présentées dans la figure 4.16. On obtient un SNR moyen de 6,5 pour la polarisation EO et 4,5 pour la polarisation NS.

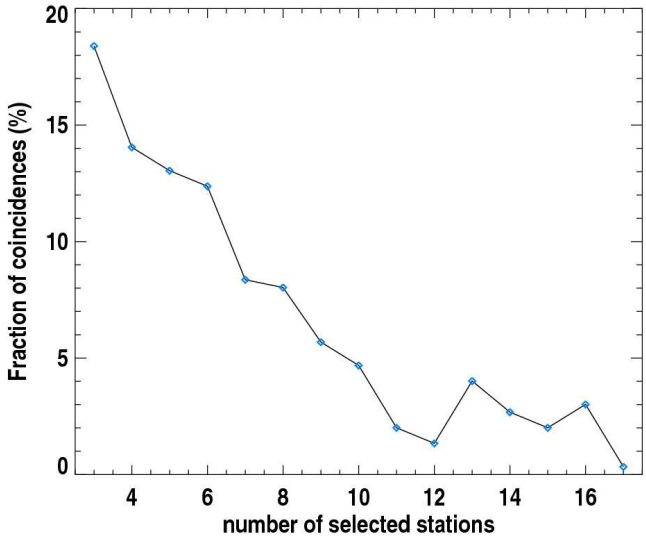


Fig. 4.14 – Distribution relative de la multiplicité de stations sélectionnées pour les 329 coïncidences après application de l'ensemble des coupures décrites précédemment.

Les distributions des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et celles reconstruites par le SD sont présentées dans la figure 4.17 avec et sans coupure sur le temps de montée. Sans cette coupure, la distance angulaire moyenne obtenue est de 7°. Après application de la coupure sur le temps de montée à 222 ns, la distance angulaire moyenne est de 5°. L'utilisation d'une coupure sur le temps de montée permet de supprimer les candidats présentant des signaux de faible qualité qui dégradent la reconstruction angulaire.

Les directions d'arrivée reconstruites à partir des données AERA sont présentées dans la figure 4.18. Comme attendu du fait de l'effet géomagnétique, on observe un excès d'évènements en provenance du sud, dans la direction opposée au champ géomagnétique (indiqué par le point orange sur la figure). Les énergies des coïncidences sélectionnées données par le SD sont présentées dans la figure 4.19, la majorité des gerbes sélectionnées possèdent une énergie inférieure à 0,6 EeV, l'énergie maximale observée est d'environ 4,9 EeV.

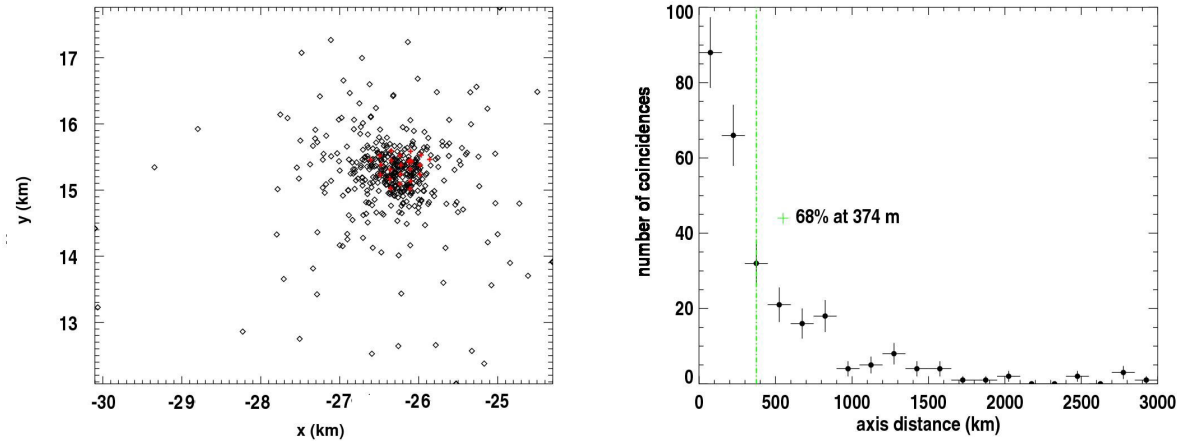


FIG. 4.15 – À gauche : positions des cœurs particules des 329 coïncidences données par le SD, indiquées par les losanges noirs, les stations radio d'AERA-I sont indiquées par les croix rouges. À droite : distribution des distances moyennes entre le barycentre des stations AERA sélectionnées pour un évènement donné et l'axe de la gerbe pour les 329 coïncidences.

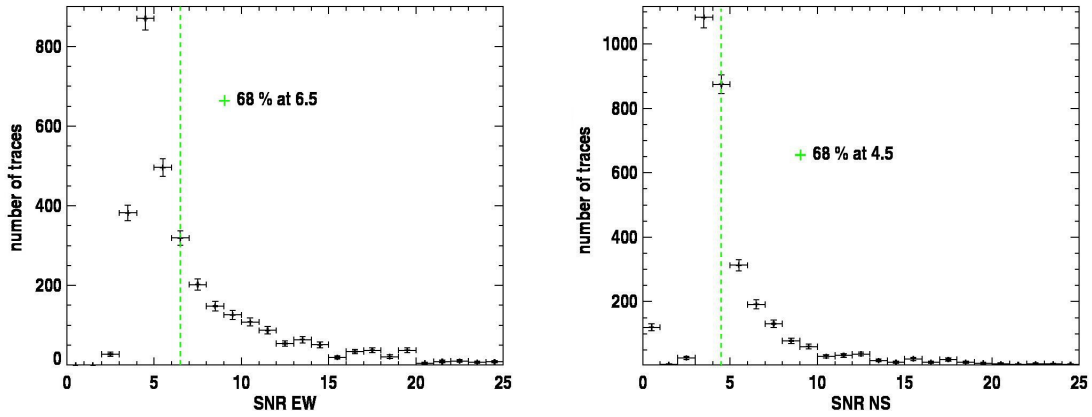


FIG. 4.16 – Distributions des SNRs, à gauche pour la polarisation EO, à droite pour la polarisation NS. On obtient un SNR moyen de 6,5 pour la polarisation EO et 4,5 pour la polarisation NS.

4.4.2 Étude de la dépendance du temps de montée avec d'autres paramètres de la gerbe

Dans cette partie, on cherche à étudier la dépendance du temps de montée avec les paramètres caractéristiques de la gerbe. Comme la présence de temps de montée courts apparait comme une signature des évènements gerbe, on peut en effet s'attendre à une évolution de ce paramètre en fonction des caractéristiques du primaire, comme l'inclinaison de la gerbe dans l'atmosphère, la distance entre le réseau et le cœur de la gerbe ou encore l'énergie ou la nature du rayon cosmique primaire. Ce dernier point ne peut malheureusement pas être vérifié sur les données. Les résultats de ces études sont présentés dans la figure 4.20 pour la comparaison du temps de montée avec les angles d'arrivée de la gerbe donnés par le SD, dans la figure 4.21 pour la comparaison avec la distance à l'axe de

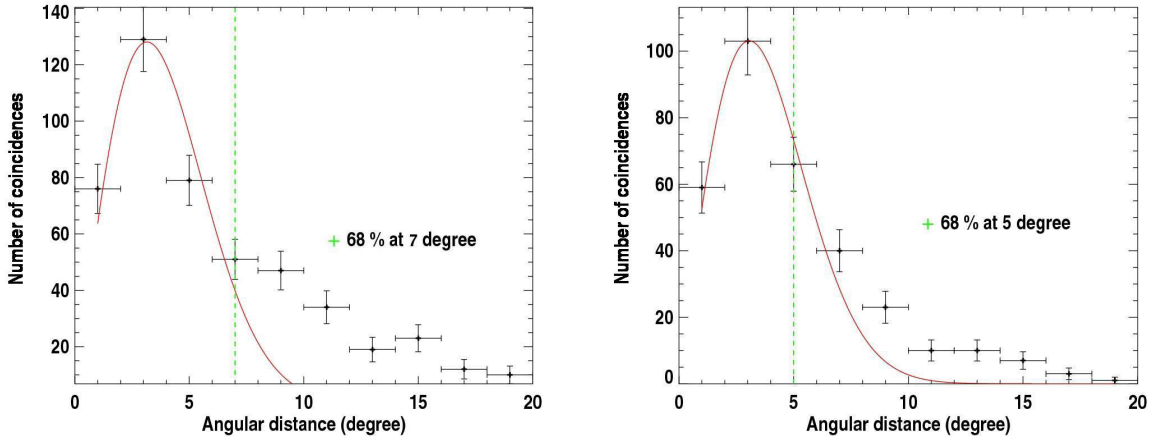


FIG. 4.17 – Distribution des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et celles reconstruites par le SD. À gauche : sans coupure sur le temps de montée, à droite avec une coupure sur le temps de montée fixée à 222 ns.

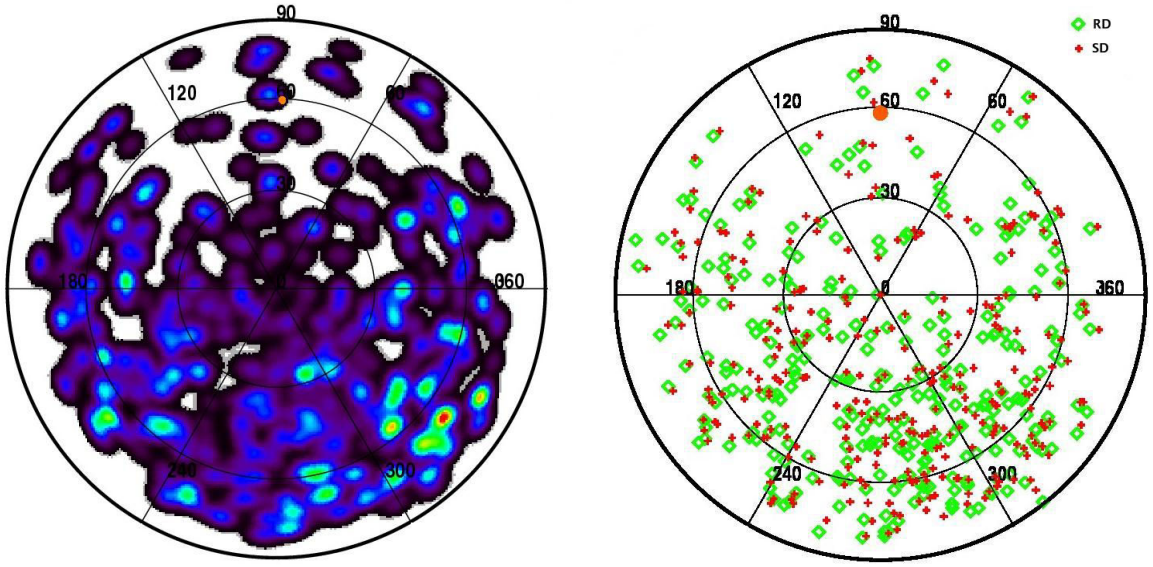


FIG. 4.18 – Directions d'arrivée reconstruites en utilisant un fit plan sur les données AERA. À gauche : carte du ciel des directions d'arrivée multipliées par une gaussienne de 10° de largeur, l'échelle de couleur indique la densité d'évènements sur une zone donnée du ciel. À droite : comparaison des directions d'arrivée obtenues à partir d'un fit plan sur les données AERA (losanges verts) avec celles reconstruites par le SD (croix rouges). Sur ces deux cartes, on observe un excès d'évènements provenant du sud, ceci est dû à l'effet géomagnétique (voir la section 1.3.1). La direction du champ géomagnétique à Malargüe est indiquée par le point orange.

la gerbe et avec l'énergie du primaire donnée par le SD. Aucune dépendance significative entre ces différents paramètres de la gerbe et le temps de montée n'est observée. Ce résultat doit être confirmé avec les résultats obtenus avec AERA-II qui fournissent une statistique beaucoup plus importante. La

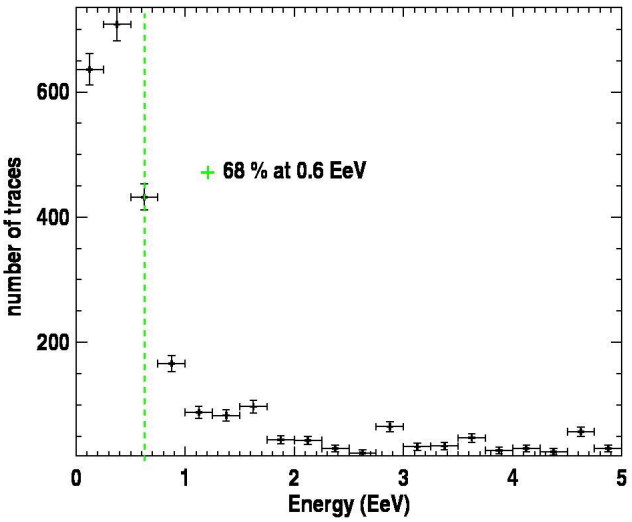


FIG. 4.19 – Distribution en énergie des 329 coïncidences, l'énergie est reconstruite par le SD, 68% des coïncidences sélectionnées ont une énergie $\leq$ 0.6 EeV.

figure 4.22 présente la dépendance du temps de montée avec le SNR (EO et NS). On peut voir que pour un SNR inférieur à 6, aucune dépendance entre les deux paramètres n'est observée. À partir d'un SNR de 6, les temps de montée sont globalement très courts, confirmant la pertinence de l'utilisation du temps de montée comme critère de qualité de la gerbe.

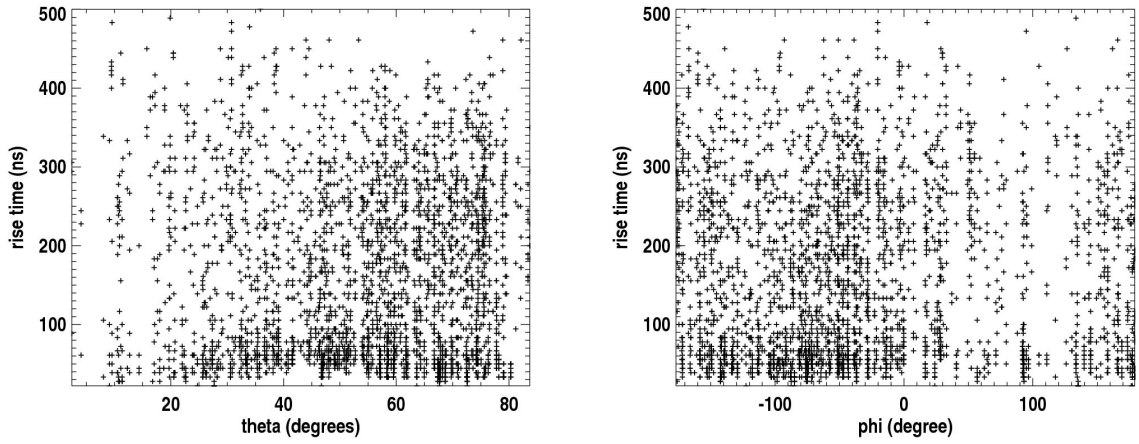


FIG. 4.20 – Comparaison du temps de montée avec les angles d'arrivée de la gerbe donnés par le SD, pour l'angle zénithal à gauche et pour l'angle azimutal à droite.

4.4.3 Résultats pour les évènements en déclenchement autonome

Pour le lot complet de données accessible sur Lotta, on obtient 19 candidats gerbes en déclenchement autonome. Ces évènements sont présentés dans le tableau 4.7. Les 19 candidats passent la

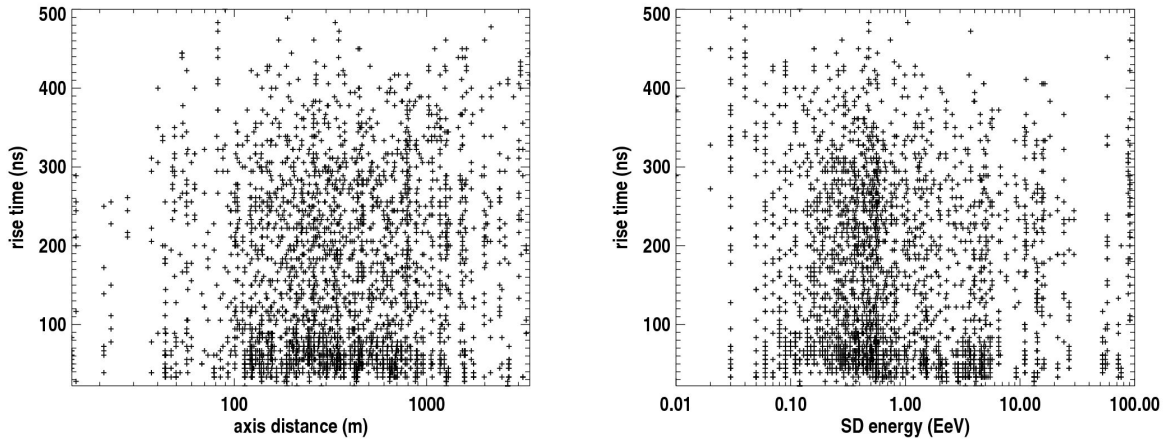


FIG. 4.21 – Comparaison du temps de montée avec la distance à l'axe de la gerbe (à gauche) et avec l'énergie du primaire donnée par le SD (à droite).

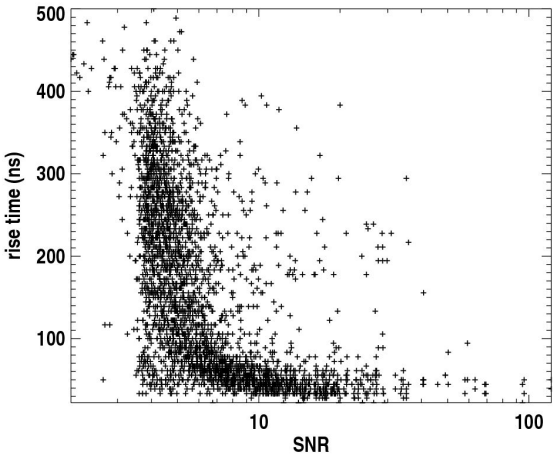


FIG. 4.22 – Comparaison du temps de montée avec le SNR pour les polarisations EO et NS.

coupure sur le temps de montée. L'énergie d'un de ces évènements (run 100198 - ID 594189) n'est pas reconstruite par le SD (pas de déclenchement de niveau 3). 18 de ces 19 coïncidences ont également été sélectionnées en déclenchement externe. Ces évènements présentent une multiplicité moyenne de 5 stations sélectionnées. Les directions d'arrivée reconstruites à partir de ces données sont en bon accord avec celles reconstruites par le SD, en moyenne, la distance angulaire calculée entre les deux reconstructions est de 4,6°. On peut voir que ces gerbes sont proches du centre d'AERA, la plus éloignée se situant à 1,5 km. En moyenne, elles sont localisées à 800 m du centre du réseau. Enfin, ces coïncidences présentent une énergie moyenne de 1,4 EeV.

SD ID	AERA run	AERA ID	Antennas	<SNR> EW	<SNR> NS	Angular distance (°)	Distance to the barycenter (km)	Energy (EeV)	Date time (UTC)
13597213	100102	115407	16 - 20 - 21 - 22	10.6	6.9	5.7	1.8	1.78	2012 -01 -19 18:52:28
13917612	100115	20489	16 - 18 - 22	8.4	7.6	5.7	0.35	1.43	2012 -02-29 12:05:44
13967314	100121	10677	7 - 10 - 11	3.7	6.	10.2	0.39	0.58	2012-03-06 21:56:03
14583434	100155	88416	1 - 10 - 11 - 13 - 14 - 18 - 24	5.8	3.2	5	2.	2.77	2012-05-08 19:14:24
15003434	100176	36759	11 - 14 - 16 - 17 - 24	5.4	4.6	4	0.29	0.54	2012-06-03 11:03:43
15059169	100176	63765	3 - 14 - 24	9.1	3.2	5	1.	2.71	2012-06-07 11:11:54
15148258	100178	13379	1 - 7 - 11 - 14 - 16 - 17 - 18 - 19 - 24	14.7	10.9	2.7	0.24	0.3	2012-06-13 10:38:24
15200011	100178	42237	18 - 19 - 20 - 21	4.	4.4	7.9	0.56	1.31	2012-06-16 13:21:36
15434297	100180	140864	6 - 19 - 20	4.7	4.6	7.07	0.45	0.57	2012-06-30 14:51:59
15435666	100180	142598	1 - 7 - 11	7.	13.8	9.6	0.064	0.14	2012-06-30 17:06:06
20009086	100189	64697	6 - 11 - 15 - 18 -19 - 21	10.8	10.9	1.4	0.24	1.53	2012-08-29 05:47:44
20062117	100189	252982	1 - 3 - 6 - 7 -10 - 11 - 14 -15 - 16 -17 - 18 -19 22	9.8	6.8	2.2	0.6	4.89	2012-09-07 13:37:43
20078689	100189	323627	1 - 11 - 24	3.3	6.3	4.6	1.04	1.39	2012-09-11 04:49:56
20366199	100194	164462	10 - 15 - 21	5.8	1.2	3.9	0.44	0.17	2012-10-21 12:47:42
20403117	100198	59772 + 59773	1 - 11 - 16 / 6 - 14 - 15 - 24	3.4	1.7	3	1.05	1.95	2012 - 10 - 28 04:02:18
20440547	100198	594189	3 - 7 - 10 - 13 16 - 21 - 22	4.2	1.7	2.1	1.5	no SD T3	2012 - 11 - 04 02:20:18
20441981	100198	610774	6 - 10 - 19 -20 -21	2.1	2.7	6.3	0.65	1.35	2012-11-04 08:35:15
20444118	100198	633294	1 - 6 - 15 -24	3.3	1.9	1.8	1.45	1.22	2012 - 11 - 04 17:35:26
20486738	100199	267747	11 - 22 - 24	4.9	4.	2.9	1.09	1.68	2012-11-10 08:16:36

TAB. 4.7 – Candidats gerbes pour les évènements en déclenchement autonome.

4.5 Comparaison avec deux autres méthodes de sélection de coïncidences

Comme nous l'avons vu à la section 2.5, une reconstruction standard est actuellement développée au sein du groupe AERA afin de faciliter la sélection des données hybrides intéressantes pour les analyses et la sélection de données à utiliser pour les publications. En effet, une campagne de comparaison des méthodes de recherche de coïncidences menée au cours de l'année 2013 a montré une hétérogé-

néité des évènements sélectionnés avec un taux de recouvrement moyen entre les diverses méthodes d'environ 50 %. Une partie des comparaisons effectuées ont été conduites lors de l'établissement de la méthode présentée dans ce chapitre, elle est présentée dans cette section.
On compare les résultats obtenus par la méthode décrite dans ce chapitre avec deux autres méthodes de sélection de coïncidences que l'on nommera ici étude 1 et étude 2 dont les listes des coïncidences sélectionnées peuvent être trouvées ici : [131] et [132].

Dans l'étude 1 (Stefan Jansen et al), des critères différents sont utilisés pour la sélection des évènements en déclenchement externe et autonome. Ces derniers sont sélectionnés si $|t_{\mathrm{SD}} - t_{\mathrm{AERA}}| \leq 20\ \mu s$ et si les directions d'arrivée fournies par les deux réseaux présentent une différence angulaire inférieure à 20°. Pour les évènements en déclenchement externe, en plus de l'accord angulaire entre les reconstructions SD et AERA, une coupure est appliquée sur le SNR. Un évènement est sélectionné si au moins 3 de ses stations présentent un SNR supérieur à 4. Une dernière coupure est appliquée sur la somme des carrés des résidus (écart temporel entre deux stations) notée RSS[41]. Le RSS est normalisé par le nombre de stations participant à un évènement donné (n), la coupure suivante est appliquée : $\frac{RSS}{n} \leq 1000$, elle découle de l'observation des données (voir la figure 6 de [133]). Dans l'étude 2 (Maximilien Melissas et al), seuls les évènements en déclenchement externe sont étudiés. Un évènement est sélectionné si $|t_{SD} - t_{AERA}| \leq 20\ \mu s$, si les directions d'arrivée fournies par les deux réseaux présentent une différence angulaire inférieure à 20° et si au moins trois stations ont un SNR supérieur à 7. Notons que différentes méthodes de calcul du SNR ont été utilisées, les valeurs calculées dans les différentes études ne sont donc pas directement comparables.

On étudie la même période que celle utilisée pour la présente étude : 10 mois de prise de données entre janvier 2012 et janvier 2013 pour les déclenchements externes. Avec notre méthode, 329 coïncidences sont sélectionnées pour cette période ; parmi ces coïncidences, 211, correspondant à 64 % de notre sélection, sont également sélectionnées par au moins une des deux méthodes de sélection :

- dans l'étude 1, 185 coïncidences sont sélectionnées dont 155 (83,8 %) sont également sélectionnées dans notre étude.
- dans l'étude 2, 105 coïncidences sont sélectionnées dont 56 (53 %) sont également sélectionnées dans notre étude.
- 36 coïncidences sont sélectionnées par les trois études. Ces 36 coïncidences sont également les seules en commun entre l'étude 1 et l'étude 2.

Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.8 donnant le nombre de coïncidences en commun entre notre étude, JM, et les études SJ (étude 1) et MM (étude 2) respectivement effectuées par Stefan Jansen et al. et Maximilien Melissas, ainsi qu'entre les études SJ et MM.

Avec notre méthode, nous proposons donc 118 nouvelles coïncidences, dont certaines présentent une très bonne multiplicité de traces de haute qualité. Un exemple d'un tel évènement est présenté dans la figure 4.23, 11 traces sont sélectionnées dans le pic de coïncidence dont 9 ont un temps de montée inférieur à 222 ns. La distance angulaire entre la direction d'arrivée donnée par AERA et celle donnée par le SD est de seulement 2°. Cet évènement n'est sélectionné par aucune des deux autres méthodes alors qu'il s'agit d'un évènement gerbe de bonne qualité. Un exemple d'évènement

[41] Residual Square Sum

Étude	JM	SJ	MM
JM	**329**	155 (83,3 %)	56 (53 %)
SJ		**185**	36 (34 %)
MM			**105**

TAB. 4.8 – Comparaison des résultats de la méthode de sélection de coïncidences AERA-SD présentée dans ce chapitre avec les résultats de deux autres approches. Le nombre total de coïncidences sélectionnées pour chaque étude est indiqué en gras, les taux de recouvrements des études sont également présentés.

sélectionné par l'étude 2 mais rejeté par notre étude et l'étude 1 est présenté dans la figure 4.24. Cet évènement n'est pas inclus dans le pic de coïncidence avec une multiplicité suffisante (seulement une trace), de plus les temps de montée associés aux différentes traces de l'évènement sont très élevés. Au regard des traces, très bruitées, il semble normal que cet évènement soit rejeté.

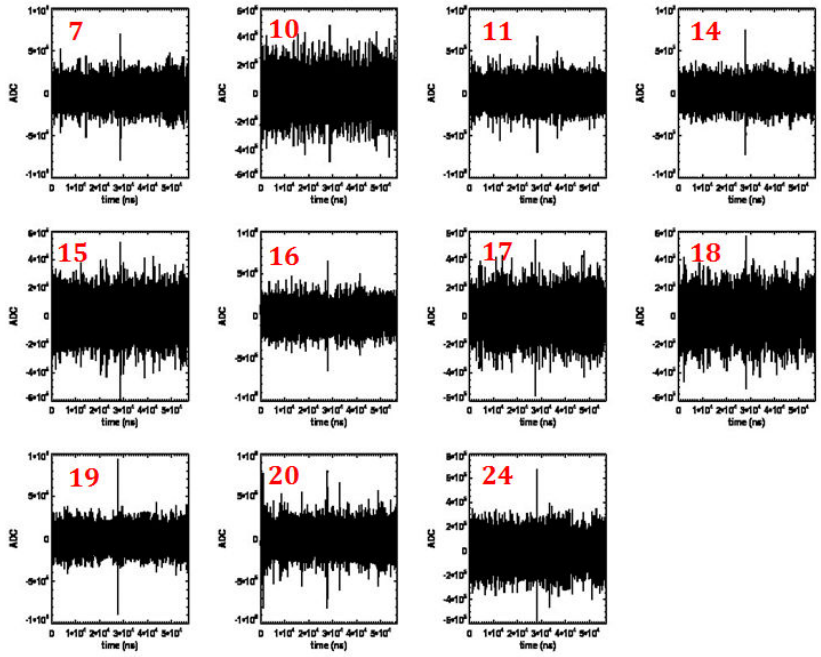


FIG. 4.23 – Exemple d'un évènement, run 100148 - ID 2105077, sélectionné par notre étude et rejeté par les deux autres. 11 traces de cet évènement sont sélectionnées dans le pic de coïncidence dont 9 ont un temps de montée inférieur à 222 ns. La distance angulaire entre la direction d'arrivée donnée par AERA et celle donnée par le SD est de seulement 2°. Les IDs des stations sont indiqués en rouge.

Comme dit plus tôt, 56 coïncidences parmi les 105 sélectionnées par l'étude 2 sont incluses dans dans notre sélection. Le recouvrement de notre étude avec l'étude 2 est donc de 53 %. Les traces sélectionnées par l'étude 2 et rejetées par notre méthode ont été étudiées. Dans la majorité des cas,

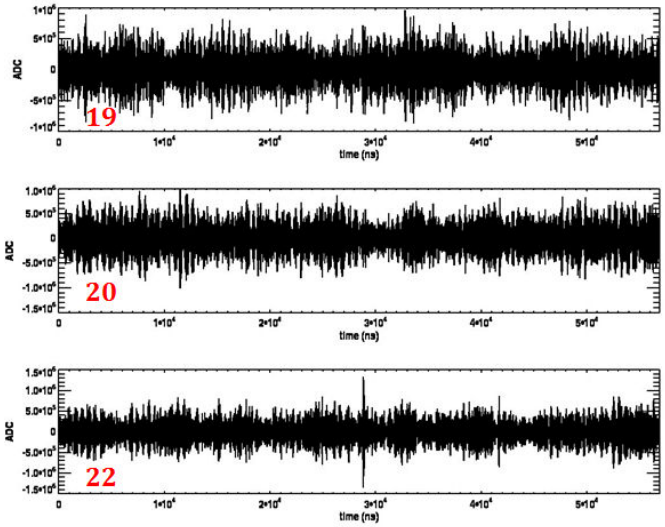


FIG. 4.24 – Quelques trace de l'évènement 327314 du run 100198 sélectionné par l'étude 2 mais rejeté par notre méthode et l'étude 1. Cet évènement n'est pas inclus dans le pic de coïncidence avec une multiplicité suffisante (seulement une trace, LS ID 22), de plus les temps de montée associés aux différentes traces de l'évènement sont très élevés. Les IDs des stations sont indiqués en rouge.

les traces ne se trouvent pas dans le pic de coïncidence, les différences entre le temps d'arrivée de la gerbe sur AERA et sur le SD sont beaucoup trop élevées pour être compatibles avec l'arrivée d'une même gerbe sur les deux réseaux. Les évènements inclus dans le pic de coïncidence sont quant à eux supprimés par la coupure sur le temps de montée et présentent des traces très bruitées. Nos résultats sont cohérents avec ceux obtenus par Stefan Jansen et al pour l'étude 1. L'étude 1 et 2 ont en effet 36 coïncidences en commun, celles-ci son également incluses dans notre étude et sont donc les seules coïncidences en commun entre les trois études.

Le recouvrement de notre étude avec l'étude 1 est beaucoup plus important (83,8 %), 30 coïncidences sont manquantes. Afin de comprendre les raisons ayant entraîné leur réjection, les 30 évènements ont été étudiés en détails. Parmi ceux-ci :

- 10 ne sont pas inclus dans les fichiers Herald donnant la liste officielle des évènements SD sélectionnés. Un tiers des évènements manquants est donc relié au fait que des lots d'évènements SD différents sont utilisés pour la recherche de coïncidences, par conséquent, des critères de qualité différents sont utilisés pour ces évènements SD,
- 1 n'est pas inclus dans le pic de coïncidence, les différences entre les temps d'arrivée de la gerbe sur AERA et sur le SD sont beaucoup trop élevées pour être compatibles avec l'arrivée d'une même gerbe sur les deux réseaux ($\simeq$ 20 μs),
- 1 est rejeté par la coupure sur le temps de montée fixée à 222 ns,
- pour 18 d'entre eux la direction d'arrivée n'est pas reconstruite en radio.

Les traces de l'évènement rejeté par le temps de montée, ainsi que celles des évènements dont la direction d'arrivée n'est pas reconstruite ont été étudiées afin de comprendre les raisons de leur réjec-

tion. Les traces de l'évènement rejeté par la coupure sur le temps de montée (ID 51377 run 100220) qui étaient incluses dans le pic de coïncidence sont présentées dans la figure 4.25. On peut voir que ces traces sont très bruitées ce qui explique leur réjection.

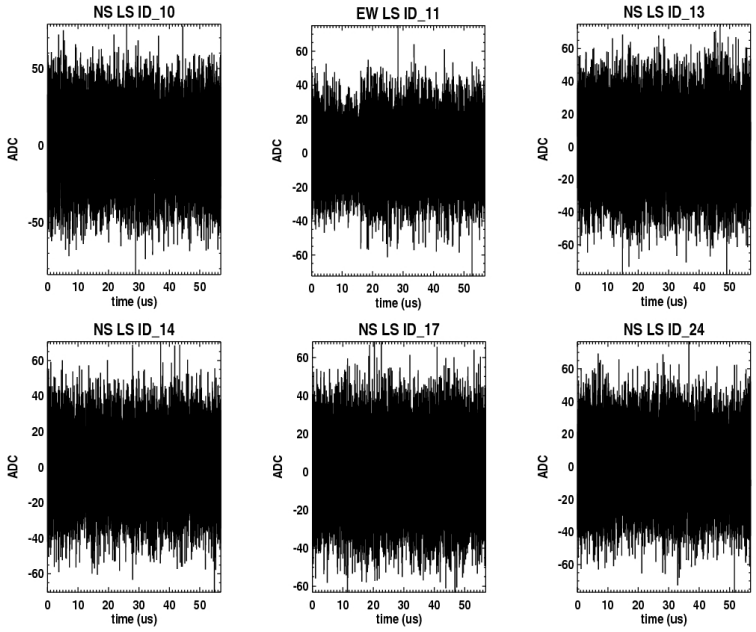


FIG. 4.25 – Traces de l'évènement rejeté par la coupure sur le temps de montée (ID 51377 run 100220) incluses dans le pic de coïncidence.

Les 18 traces pour lesquelles la direction d'arrivée n'est pas reconstruite ont ensuite été étudiées. Il est apparu que pour 13 de ces 18 évènements, la quantité de traces de bonne qualité (i.e. possédant un pulse clairement séparable du bruit) était très faible entraînant l'échec de la reconstruction de la direction d'arrivée. Rappelons ici, que la direction d'arrivée est obtenue par application d'un ajustement linéaire (triangulation) sur les temps d'arrivée de la gerbe sur AERA. La méthode d'application de ce fit plan a donc été améliorée afin de permettre la reconstruction de ces évènements à basse multiplicité de traces de qualité. Désormais, pour chaque triplet de stations radio participant à un évènement est appliqué un fit plan permettant d'obtenir une direction d'arrivée θ, ϕ. On construit alors la distribution de tous les couples θ, ϕ obtenus, comme présenté dans la figure 4.26, sur laquelle on applique un ajustement gaussien afin d'en extraire la valeur la plus probable obtenue pour θ et pour ϕ. Pour un évènement donné comprenant N stations participantes, on obtient $\frac{N!}{3!(N-3)!}$ triplets de θ, ϕ. Cette méthode doit être appliquée avec le plus grand nombre de stations possible afin de diminuer la probabilité de reconstruire une évènement bruit dans la même direction que l'évènement SD étudié. Avec cette technique de reconstruction, les 13 évènements à basse multiplicité de traces de qualité ont été reconstruits avec une direction d'arrivée en accord avec celle donnée par le SD.

4 des 5 évènements dont la direction d'arrivée n'est toujours pas reconstruite présentaient des pulses secondaires à l'intérieur ou hors de la fenêtre signal, comme montré dans la figure 4.27 pour l'évènement 27846 du run 100221. La présence de plusieurs pulses dans une même trace peut conduire à la sélection d'un mauvais maximum de signal, non corrélé avec la gerbe SD, entraînant l'échec de

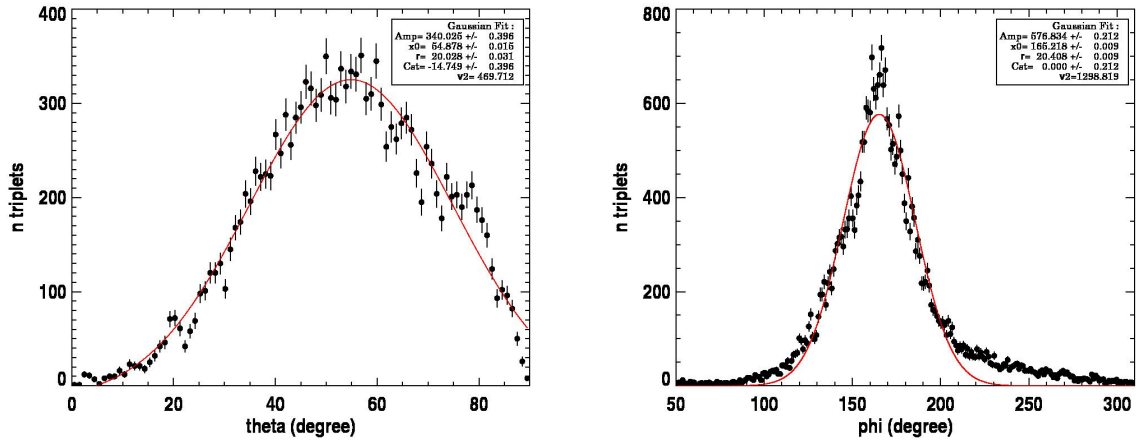


FIG. 4.26 – Exemple de distributions angulaires obtenues pour un évènement, à gauche pour θ et à droite pour ϕ. Les ajustements gaussiens donnent pour cette exemple une direction d'arrivée de $(\theta;\phi) = (54,9 \pm 20; 166,9 \pm 20)°$. Les dispersions des distributions sont dues au fait que toutes les traces de l'évènement sont utilisées pour la reconstruction par triplets, sans sélection préalable, même celles correspondant à du bruit, ceci afin de réduire la probabilité de reconstruire un évènement bruit dans la même direction que celle de l'évènement SD étudié.

la reconstruction de la direction d'arrivée. Afin d'éviter ceci, la fenêtre de recherche de signal a été resserrée autour du temps attendu calculé connaissant la géométrie de la gerbe, donnée par le SD, incluse dans l'équation 4.2 afin de sélectionner le pulse directement associé à la gerbe SD. Ceci permet également d'éviter une sélection d'un pulse en début ou en fin de trace qui, compte tenu de la position du temps de déclenchement au centre de la trace, ne peut être corrélé à la gerbe SD.

Le denier évènement (ID 77924 run 100178) n'est toujours pas sélectionné après l'amélioration de la recherche du pulse principal et celle de la reconstruction de la direction d'arrivée par fit plan. La différence angulaire entre la direction d'arrivée donnée par AERA et celle donnée par le SD est égale à 23.5° ce qui est supérieur à notre coupure fixée à 20°. Quelques traces de cet évènement sont présentées dans la figure 4.28, en particulier les trois seules pour lesquelles un pulse sortant du bruit est observé.

La comparaison de notre étude avec celle de Stefan Jansen et al. a permis d'améliorer à la fois la recherche du pulse principal directement corrélé à la gerbe SD et la reconstruction de la direction d'arrivée par fit plan. Avec 17 coïncidences supplémentaires sélectionnées grâce à ces améliorations, les deux études sont en bon accord avec un recouvrement désormais égal à 93 %. Parmi les 13 coïncidences qui restent rejetées par notre étude, 77 % sont dues au fait que nous n'utilisons pas le même lot de données SD et donc pas les mêmes critères de qualité pour ces évènements. Pour ces 10 évènements la sélection radio proprement dite n'est pas en cause, les différences sont initiées par le choix de la reconstruction SD utilisée pour la recherche de coïncidences. Hormis ces 10 évènements, 3 restent rejetés par la méthode en particulier à cause de traces très bruitées.

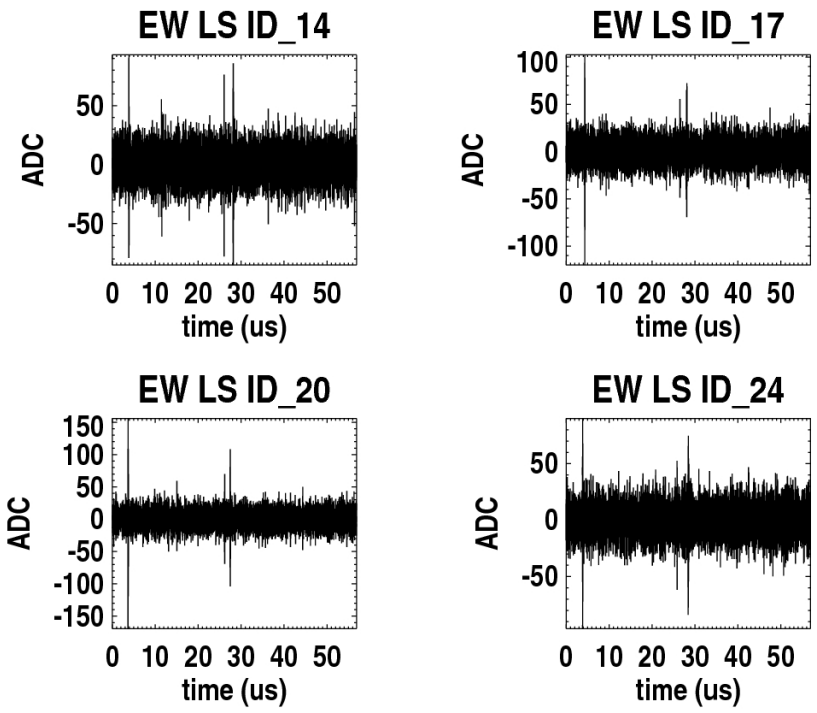


FIG. 4.27 – Exemple d'un évènement dont les traces présentent plusieurs pulses à l'intérieur ou hors de la fenêtre signal (ID 27846 run 100221).

4.6 Coïncidences sélectionnées pour AERA-II

Dans cette section, la méthode de sélection des coïncidences SD/AERA est appliquée sur environ 5 mois de prise de données de la phase 2 d'AERA : de février à juin 2014. 57 runs sont étudiés du run 100800 ayant débuté le 07 février 2014 à 07h08' jusqu'au run 100856 stoppé le 19 juin 2014 à 07h09'. Cette période compte environ 129 jours de fonctionnement [111]. Hormis le fait de mettre à disposition les évènements sélectionnés, cette étude est effectuée dans le but d'une part de connaitre le taux de coïncidences SD/AERA sélectionnées chaque jour, et d'autre part, d'étendre l'analyse sur la dépendance du temps de montée aux caractéristiques du rayon cosmique primaire. Les antennes et l'électronique utilisées pour la phase 2 d'AERA étant différentes de celle de la phase 1 (voir la section 2.2), il est nécessaire de répéter les étapes de calibration de la coupure temporelle de la section 4.2, ainsi que celle des paramètres utilisés pour calculer le temps de montée, comme présenté à la section 4.2.1. La calibration de la méthode pour la phase 2 d'AERA est réalisée sur un run test : le run 100808.

4.6.1 Étude du run test 100808

Le run 100808 contient environ 10 jours de données prises du 28 février au 10 mars 2014. Il compte 750 fichiers de 999 évènements. 37782 évènements en déclenchement externe sont détectés en coïncidence avec le SD avec une différence temporelle vérifiant $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$ sans coupure sur la

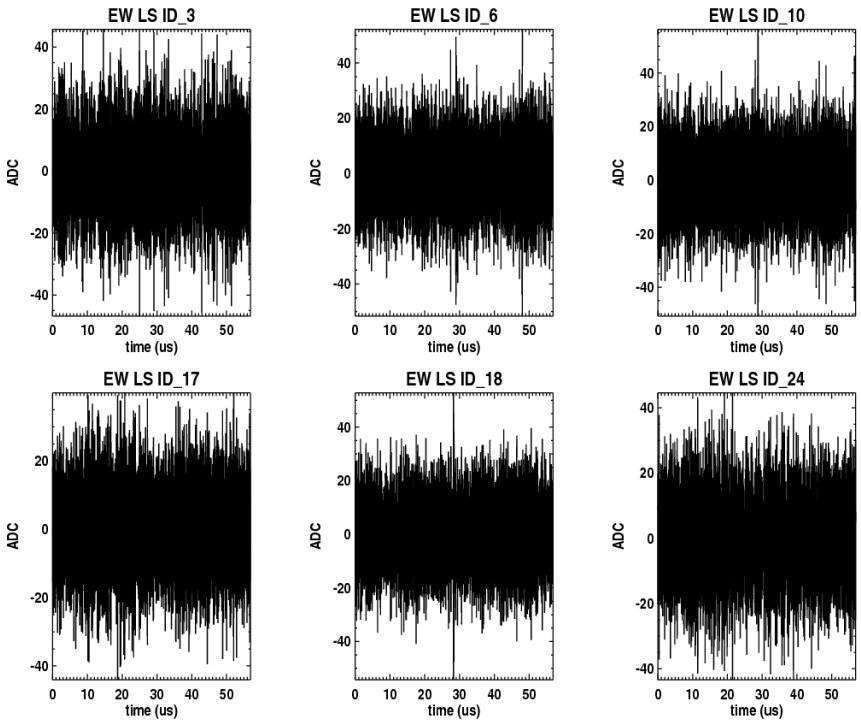


FIG. 4.28 – Quelques traces de l'évènement 77924 du run 100178 pour lequel la différence angulaire entre la direction d'arrivée donnée par AERA et celle donnée par le SD est égale à 23,5° ce qui est supérieur à notre coupure fixée à 20°.

multiplicité de l'évènement. La liste d'évènements SD utilisée dans cette étude est issue de la reconstruction HERALD_v5-r2.

Coupure temporelle. Afin de définir les paramètres utilisés pour la coupure temporelle entre la différence de temps d'arrivé de la gerbe sur le SD et sur AERA et celle attendue en faisant l'hypothèse d'une gerbe se développant à la vitesse de la lumière avec un front d'onde plan, on construit l'histogramme des $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$ pour toutes les traces des stations participant aux 37782 évènements avec $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$ du run 100808. Le résultat est présenté dans la figure 4.29. Un excès d'évènements est observé entre 0 et 1000 ns. On effectue un ajustement gaussien dans cette plage temporelle afin d'obtenir les paramètres définissant le pic de coïncidence. Ce dernier est centré en 513 ns avec une dispersion de 25 ns.

La coupure appliquée pour la sélection des candidats gerbe est alors définie de la façon suivante : $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 513| \leq 3 \times 25$ ns.

On peut voir que l'offset $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$ obtenu pour AERA-II est supérieur de 100 ns à celui obtenu pour AERA-I. Cette écart s'explique certainement par les changements d'électronique et/ou d'antenne. Une autre différence réside dans la proportion de bruit présente dans le pic de coïncidences. En effet compte tenu du nombre important de stations désormais présentes au sein du réseau, le nombre d'évènements augmente, et la proportion d'évènements bruit de fond augmente plus rapidement que le

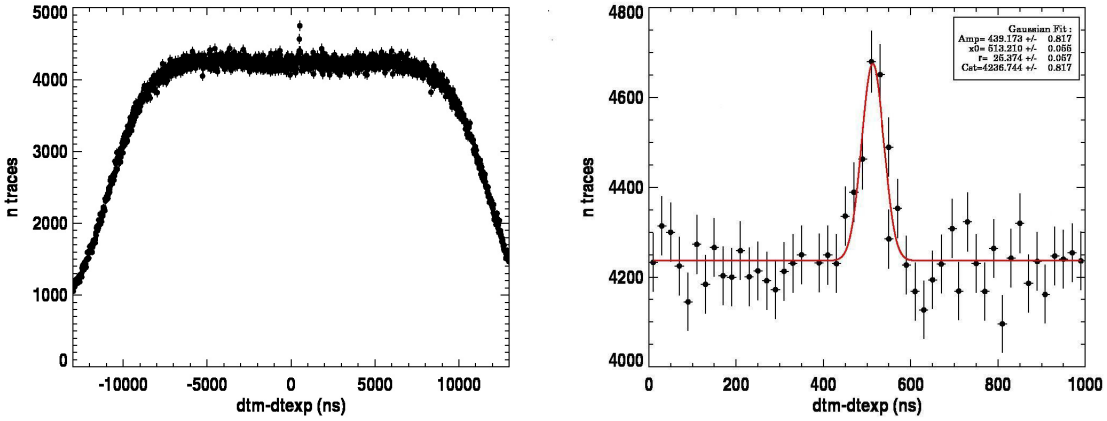


FIG. 4.29 – À gauche : histogramme des $\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}}$ pour tous les évènements en déclenchement externe vérifiant $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$ du run test par pas de 20 ns. On observe un excès d'évènements entre 0 ns et 1000 ns. À droite : zoom autour de 500 ns, le pic de coïncidence est ajusté par une fonction gaussienne (en rouge) dont on extrait les paramètres de coupure : $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 513| \leq 3 \times 25$ ns, le pas de l'histogramme est de 20 ns.

nombre de gerbes. En effet, en comparant l'intégrale du pic de coïncidence sortant du bruit à celle des traces incluses sous le plateau à l'intérieur de notre coupure, on peut estimer la proportion de traces bruit de fond résiduelles dans le pic de coïncidence à 85 %. Comme précédemment, ces coïncidences fortuites sont rejetées via l'utilisation du temps de montée du pulse principal. Compte tenu de la proportion élevée de coïncidences fortuites estimée, on s'attend à une faible proportion d'évènements présents dans le pic de coïncidence avec un court temps de montée.

Temps de montée du pulse principal. La fréquence d'échantillonnage (180 MS/s) n'ayant pas changé pour AERA-II, la fenêtre temporelle de 1 μs (200 bins) centrée sur le maximum de la trace utilisée pour calculer la cumulative est maintenue afin de conserver assez de bins pour que sa reconstruction soit suffisamment précise. Le beacon étant toujours en fonctionnement, la fenêtre de filtrage 30-60 MHz est elle aussi conservée afin de minimiser l'impact de ses contributions dans les données. Les bornes utilisées pour le calcul du temps de montée sont fixées par l'observation du comportement de cumulatives incluses dans le pic de coïncidence, comme présenté dans la figure 4.30.

On peut voir à partir de cet exemple, que le comportement des cumulatives est stable pour les stations d'AERA-I et II. Il nous est donc possible de conserver les mêmes limites de calcul du temps de montée que celles fixées pour AERA-I, c'est-à-dire un temps de montée défini par le temps nécessaire pour passer de 20 % à 60 % du maximum de la cumulative. Il est intéressant de noter que 9 traces de cet évènement sont sélectionnées par le RdObserver (voir la section 2.5) et qu'elles correspondent aux 9 traces sélectionnées par le temps de montée.

Dans la figure 4.31, les temps de montée des candidats gerbes vérifiant $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 513| \leq 3 \times 25$ ns sont comparés à ceux du lot complet d'évènements du run 100808 pour lesquels $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$. Comme attendu, l'échantillon de candidats gerbe contient beaucoup plus de coïncidences fortuites, et

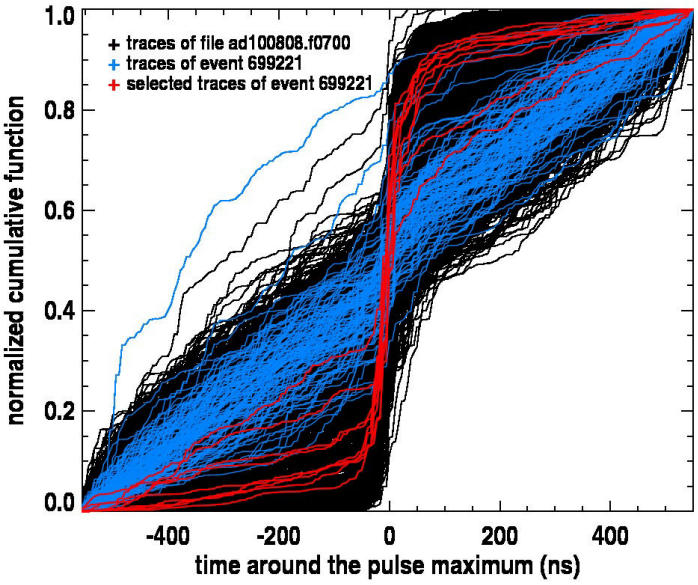


FIG. 4.30 – Exemple de fonctions cumulatives obtenues pour un fichier de données du run test (ad100808.f0700) : en noir plus de 800 traces en déclenchement externe vérifiant $|t^{SD}_{mes} - t^{AERA}_{trigger}| \leq 100\ \mu s$, en rouge sont indiquées les 9 traces d'un candidat gerbe (ID 699221) passant la coupure sur le temps de montée, les autres traces de cet évènements sont présentées en bleu.

donc de traces bruitées qu'observé pour AERA-I. Néanmoins, les tendances obtenues pour les deux échantillons sont très similaires. La distribution des temps de montée obtenue pour le lot complet d'évènements (en noir) est centrée en 335 ns pour AERA-I et en 360 ns AERA-II. L'intersection entre les deux distributions s'effectue en 222 ns pour AERA-I et en 240 ns pour AERA-II. La coupure sur le temps de montée est alors fixée à 240 ns pour AERA-II, ceci permet de conserver 60 % des traces des candidats gerbe. Notons que seuls 7 % du lot complet d'évènements passent cette coupure. Pour AERA-I et pour AERA-II, on observe une distribution très piquée des candidats centrée en 30 ns. Dans celle-ci, sont incluses les traces de haute-qualité présentant un grand SNR.

Résultats. Pour le run 100808, on obtient 2450 candidats inclus avec au moins 3 stations dans le pic de coïncidence sur les 37782 évènements vérifiant $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| < 100\ \mu s$ étudiés. 118 passent la coupure sur le temps de montée, soit 5 % des candidats. La dernière coupure appliquée sur ces évènements consiste à vérifier l'accord entre la direction d'arrivée donnée par AERA et celle reconstruite par le SD. Seuls les évènements pour lesquels la distance angulaire entre ces deux quantités est inférieure à 20° sont conservés. On obtient pour le run test 67 coïncidences sélectionnées pour 10 jours d'acquisition dont 65 proviennent de l'Infill, entrainant un taux de 6,7 coïncidences SD/AERA par jour pour ce run. Ce résultat est en accord avec le taux de coïncidence obtenu par le RdObserver de 5 coïncidences par jour (voir la section 2.5, page 77). Deux coïncidences sont sélectionnées en déclenchement autonome, elles sont également vues en déclenchement externe. Ces deux évènements sont situés très proches (en distance à l'axe) du barycentre des stations sélectionnées, à 121 et 110 m. Ils sont reconstruits en radio en très bon accord avec la reconstruction SD, avec une distance angulaire

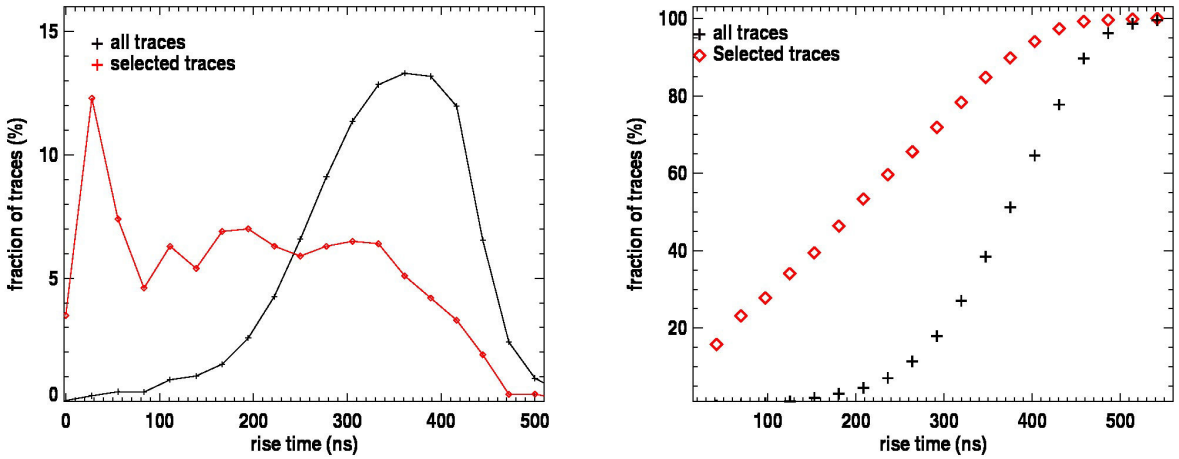


FIG. 4.31 – À gauche : distributions normalisées des temps de montée pour les candidats gerbe (en rouge) et pour toutes les traces en déclenchement externe du run test pour lesquelles on a $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| \leq 100\ \mu s$ (en noir). À droite : proportion de traces en fonction du temps de montée pour les deux lots de données : 60 % des évènements sélectionnés ont un temps de montée inférieur à 222 ns correspondant à 7,1% du lot global de traces en déclenchement externe avec $|t^{\mathrm{SD}}_{\mathrm{mes}} - t^{\mathrm{AERA}}_{\mathrm{trigger}}| \leq 100\ \mu s$.

de 1,2° et 0,7° respectivement, les traces de ces évènements ont des temps de montée courts avec des moyennes sur toutes les traces sélectionnées de 110 ns et de 160 ns respectivement.

4.6.2 Résultats pour 5 mois de prise de données

On applique ici la méthode sur environ 5 mois de prise de données de la phase 2 d'AERA par les 77 stations KIT/BUW : de février à juin 2014, correspondant à environ 129 jours de fonctionnement.

Pour cette période, on obtient 815 coïncidences en déclenchement externe, soit un taux moyen de 6,3 coïncidences par jour proche des résultats du RdObserver. Les caractéristiques de ces coïncidences sont présentées dans les figures ci-dessous : les 815 positions de cœurs particules données par le SD, ainsi que la distribution des distances entre le barycentre des stations sélectionnées et la distance à l'axe de la gerbe sont présentées dans la figure 4.32. On peut voir que la majorité des coïncidences présente des angles zénithaux compris entre 20° et 60°. 68 % des coïncidences sont situées à moins de 1,15 km du barycentre des stations sélectionnées. Les directions d'arrivée reconstruites en utilisant un fit plan sur les données AERA multipliées par une gaussienne de 10° de largeur et la distribution des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et par le SD sont présentées dans la figure 4.33. L'effet géomagnétique est clairement visible dans la carte des directions d'arrivée reconstruites, avec un excès significatif d'évènements en provenance du sud. Pour 68 % des coïncidences, la distance angulaire entre les deux reconstructions est inférieure à 5,8°. Cette valeur est plus élevée que celle obtenue pour AERA-I, ceci peut être dû au fait que les positions des stations enregistrées dans les antennes GPS étaient erronées (positions idéales d'installation). Les positions correctes sont enregistrées depuis mi-août 2014. Les distributions du SNR (EO et NS) et de l'énergie reconstruite par le SD sont présentées dans la figure 4.34. 68 % des coïncidences présentent une énergie

inférieure à 0,35 EeV et un SNR inférieur à 3,95.

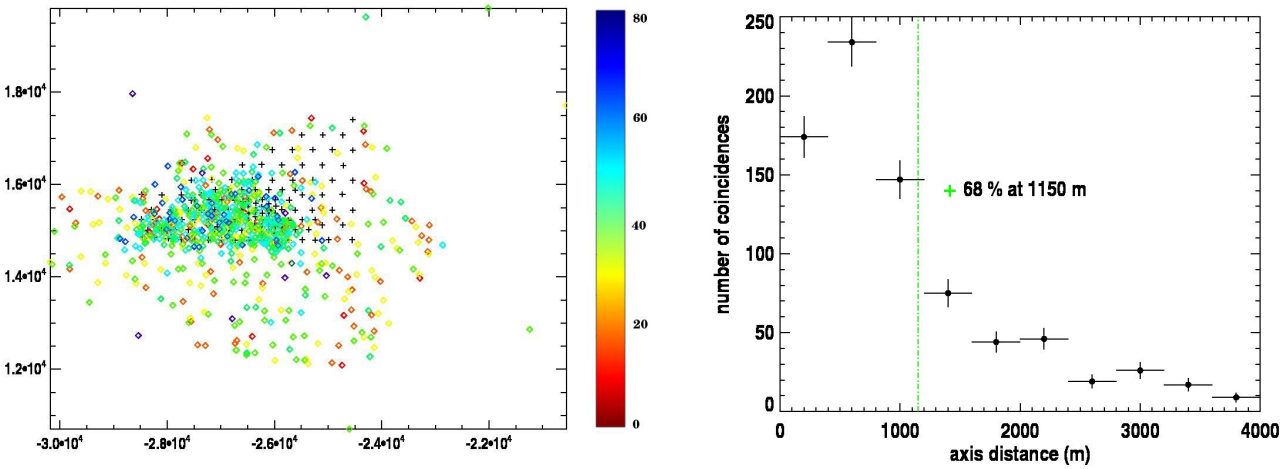


FIG. 4.32 – Pour les 815 coïncidences : positions des cœurs particules données par le SD (à gauche), l'échelle de couleur représente la valeur de l'angle zénithal en degré, de rouge pour une gerbe verticale à bleu pour une gerbe inclinée. Les stations AERA sont indiquées par les croix noires. À droite : distribution des distances entre le barycentre des stations sélectionnées et la distance à l'axe de la gerbe.

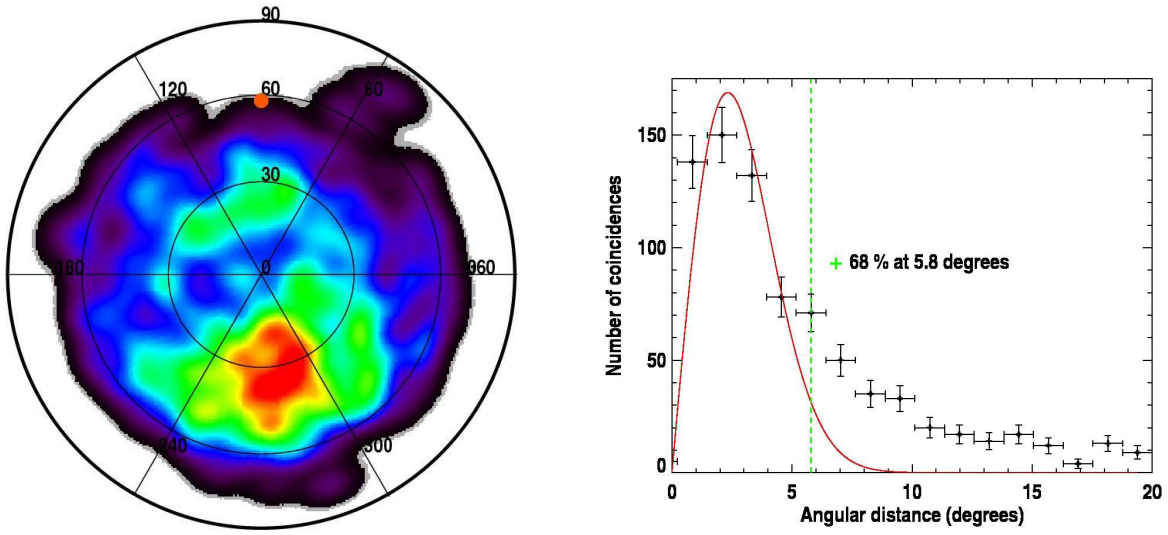


FIG. 4.33 – À gauche : directions d'arrivée reconstruites en utilisant un fit plan sur les données AERA multipliées par une gaussienne de 10° de largeur. L'échelle de couleur indique la densité d'évènements sur une zone donnée du ciel. À droite : distribution des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et par le SD.

Pour la même période seulement 8 coïncidences sont sélectionnées en déclenchement autonome, en-

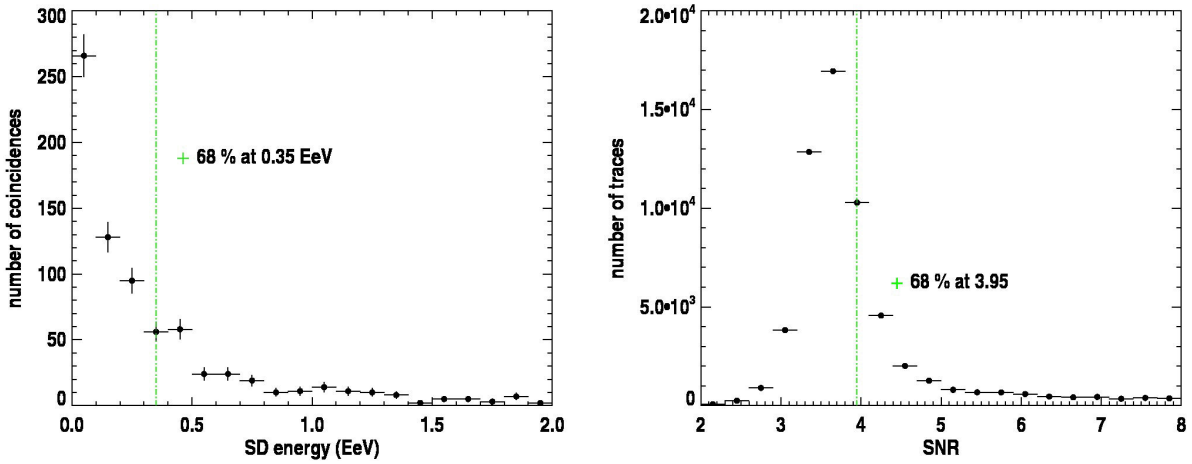


FIG. 4.34 – À gauche : distribution de l'énergie reconstruite par le SD pour les 815 coïncidences ; à droite : distribution des SNRs (EO et NS).

trainant un taux de 2,2 coïncidences sélectionnées par mois. elles sont également vues en déclenchement externe. Les 8 coïncidences se trouvent très proches (en distance à l'axe) des stations sélectionnées, la distance maximale observée est de 233 m. Les temps de montée des traces de ces coïncidences sont courts. Pour plus de la moitié des coïncidences la moyenne des temps de montée obtenus pour les traces sélectionnées est inférieure à 110 ns. Les directions d'arrivée obtenues en radio sont en très bon accord avec celles données par le SD, pour 7 coïncidences la distance angulaire obtenue entre les deux reconstructions est inférieure à 3°. L'angle zénithal minimal observé est de 32,5°, 4 coïncidences correspondent à des gerbes inclinées avec $\theta > 55°$. La plage en énergie des coïncidences sélectionnées est comprise entre 0,2 et 1,84 EeV.

Étude de la dépendance du temps de montée aux caractéristiques de la gerbe Comme pour l'étude présentée dans la section 4.4.2 la dépendance du temps de montée aux angles d'arrivée, θ, ϕ et à l'énergie de primaire a été testée, ainsi que sa dépendance à la distance à l'axe de la gerbe. Aucune dépendance avec ces paramètres n'est observée. En ce qui concerne l'évolution du temps de montée avec le SNR, la même tendance que pour AERA-I est observée comme présenté dans la figure 4.35 : pour des SNRs inférieurs à 6, aucune dépendance entre les deux paramètres n'est observée. Au-delà, le temps de montée diminue quand le SNR augmente, les évènements avec un SNR supérieur à 10 présentent des temps de montée très courts. On peut voir qu'une population d'évènements détectés en NS (en bleu sur la figure) s'éloigne de la tendance pour des SNRs compris entre 10 et 20 et des temps de montée compris entre 110 et 115 ns. Tous les évènements peuplant cette zone ont été détectés par la station AERA_47, comme on peut le voir dans la figure 4.36. Cette station est signalée comme ayant besoin de maintenance depuis le mois de mars 2014 car elle présente des pics de forte amplitude dans son spectre, comme on peut le voir dans la figure 4.36. Le numériseur de la station à été remplacé le 19 mars, sans effet sur la présence de ces contributions. Tous les runs étudiés dans cette section (de 100800 à 100856) sont présents dans cette population.

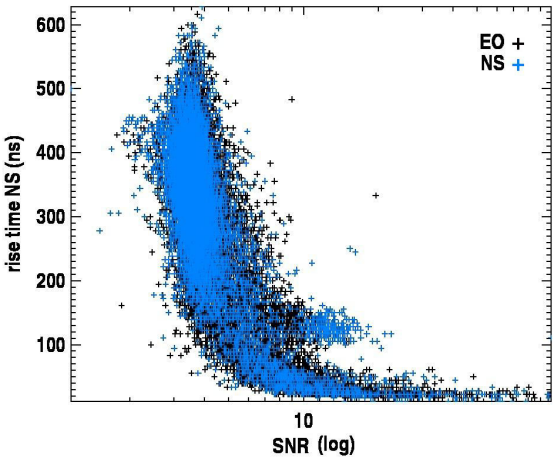


FIG. 4.35 – Comparaison du temps de montée des 185 coïncidences avec leur SNR (en log) pour les polarisations EO (en noir) en NS (en bleu).

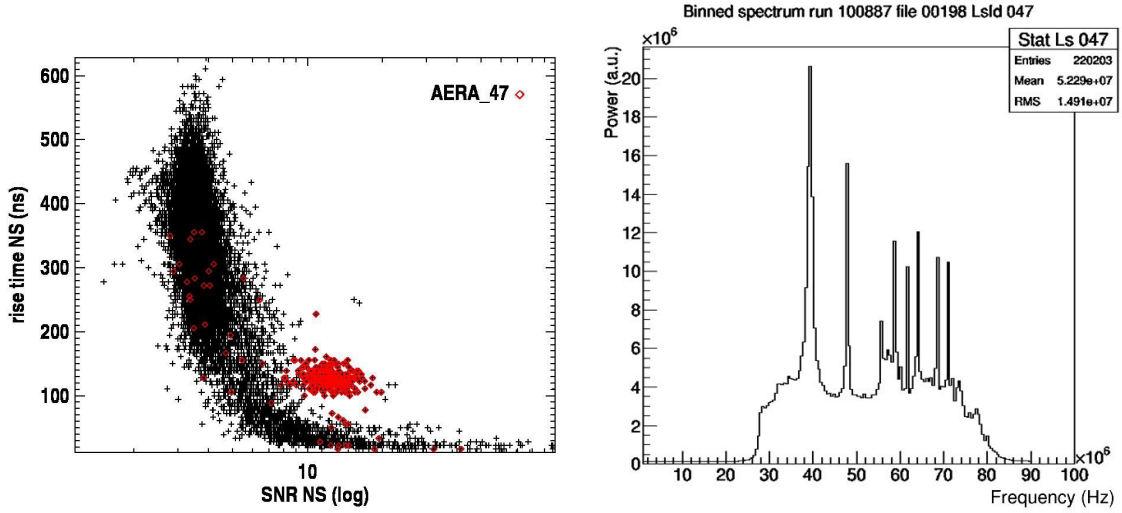


FIG. 4.36 – À gauche : comparaison du temps de montée des 185 coïncidences avec leur SNR (en log) pour la polarisation NS, les valeurs correspondant à la station AERA_47 sont indiquées en rouge. La population secondaire observée est peuplée par les contributions de cette station. À droite : spectre moyenné sur toutes les traces du fichier de données 198 du run 100887 détectées par la station AERA_47, de nombreuses contributions de forte intensité sont visibles.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode de recherche de coïncidences entre le SD et AERA développée hors du circuit habituellement utilisé par la collaboration, sans utiliser Offline, beaucoup plus légère et rapide grâce à l'utilisation d'aevread et des fichiers HERALD. L'étude peut être réalisée dès que ces derniers sont mis à jour, c'est-à-dire environ une semaine après la prise de données. L'analyse est ensuite très rapide, un fichier d'AERA-II contenant 999 évènements de 3 à 77

stations chacun est analysé en une vingtaine secondes.

Pour les 10 mois de données analysées pour AERA-I entre janvier 2012 et janvier 2013, nous proposons 329 coïncidences pour les évènements en déclenchement externe ; parmi lesquels environ 64% sont également sélectionnés par d'autres études, ainsi que 118 nouvelles coïncidences. Concernant les évènements en déclenchement autonome, 19 coïncidences sont sélectionnées, 18 de ces évènements ont également été observés en déclenchement externe. Cette étude a permis de mettre en lumière un problème d'envoi du temps de GPS (T2) par certaines stations lorsqu'un module de suppression de RFI était utilisé.

Pour les 5 mois de données étudiées pour AERA-II, correspondant à 129 jours de prise de données, 815 coïncidences sont sélectionnées en déclenchement externe, entrainant un taux de 6,3 coïncidences par jour. Cette valeur est en accord avec celle obtenue par le RdObserver (5 coïncidences/jour). Notons que seul le réseau Infill est utilisé dans ce dernier. Notre étude utilise également le réseau standard, mais comme nous l'avons vu pour le run test 100808, seules deux coïncidences sur 67 correspondent à une gerbe détectée par le réseau standard pour 10 jours de prise de données. Pour la même période, 8 coïncidences sont sélectionnées en déclenchement autonome, entrainant un taux très faible de 1,6 coïncidences par mois. Ces coïncidences sont très proches (en distance à l'axe) du barycentre des stations sélectionnées pour les évènements correspondant.

Nous avons montré que le temps de montée apparaît comme un outil très utile à la sélection d'évènements de bonne qualité. Une étude sur les données ne passant pas le T3Maker permettrait de savoir si ce critère de sélection pourrait être implémenté efficacement au niveau 2 de déclenchement, comme c'est le cas pour CODALEMA. La dépendance du temps de montée à différents paramètres de la gerbe : distance à l'axe, énergie, direction d'arrivée ... , a été étudiée. Aucune dépendance significative à l'un ou l'autre de ces paramètres n'a été observée pour les coïncidences sélectionnées pour AERA-I ou AERA-II. Une dépendance avec le SNR est observée pour des valeurs de SNR supérieures à 6. Le temps de montée diminue avec l'augmentation du SNR, confirmant la pertinence de l'utilisation du temps de montée comme critère de qualité des traces obtenues en radio.

Chapitre 5

Étude de la corrélation entre le profil longitudinal mesuré par le FD et les données AERA

Sommaire

5.1 Un modèle simple 155
5.1.1 Exploitation de la géométrie de la gerbe 155
5.1.2 Exploitation du modèle 158
5.2 Test du modèle sur une simulation SELFAS 162
5.3 Application du modèle sur un évènement test 163
5.3.1 Sélection des données hybrides 164
5.3.2 Sélection de l'évènement test 165
5.3.3 Application du modèle 166
5.3.4 Résultats pour une station 171
5.3.5 Résultats pour l'évènement test 173
5.4 Application de la méthode sur le lot d'évènements hybrides sélectionnés 176
Conclusion 179

Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie reste mal comprise. Afin de contraindre les différents modèles de production de ces particules dans des objets astrophysiques, il est nécessaire de connaître la nature des rayons cosmiques détectés sur Terre. Dans la section 1.2.1, nous avons vu que le développement de la gerbe dans l'atmosphère, et donc le profil longitudinal associé, est dépendant de la masse du primaire. À l'observatoire Pierre Auger, ce profil est principalement étudié via les télescopes à fluorescence. Néanmoins, cette technique souffre d'un manque de statistique lié à son cycle utile d'environ 14 % [76] (voir la section 1.4.1). Les simulations montrent que le champ électrique émis par les gerbes est sensible à son développement dans l'atmosphère, le cycle utile élevé associé à la radio détection des gerbes en fait donc une technique prometteuse d'étude de la nature du primaire. Dans ce chapitre, on étudie une potentielle corrélation

temporelle entre le profil longitudinal mesuré par les télescopes à fluorescence HEAT et Coihueco et le champ électrique mesuré par les stations AERA. À l'aide d'un modèle simplifié, on peut d'une part calculer le signal attendu dans un détecteur situé en (x,y,z) au cours du temps en supposant un signal émis en chaque point de l'axe pondéré par le nombre de particules de la gerbe en ce point, ou par sa dérivée. Et d'autre part, on mesure le signal radio dans chaque détecteur en fonction du temps. On peut alors comparer les résultats obtenus afin de rechercher une corrélation temporelle entre les deux observables, comme illustré dans la figure 5.1, et savoir si le maximum de champ électrique mesuré par les stations peut être relié à un instant particulier du développement de la gerbe et donc être corrélé à la nature du primaire. Ce chapitre est organisé comme suit : le modèle simplifié utilisé pour notre étude est présenté dans la section 5.1, il est illustré avec un exemple théorique dans la section 5.1.2. Nous confrontons ensuite dans la section 5.2 les résultats obtenus avec le modèle avec une simulation SELFAS pour une station d'un évènement test afin de le valider. Enfin les sections 5.3 et 5.4 sont consacrées à la comparaison du modèle avec les données dont la méthode de sélection des évènements super-hybrides AERA-SD-FD est présentée dans la section 5.3.1.

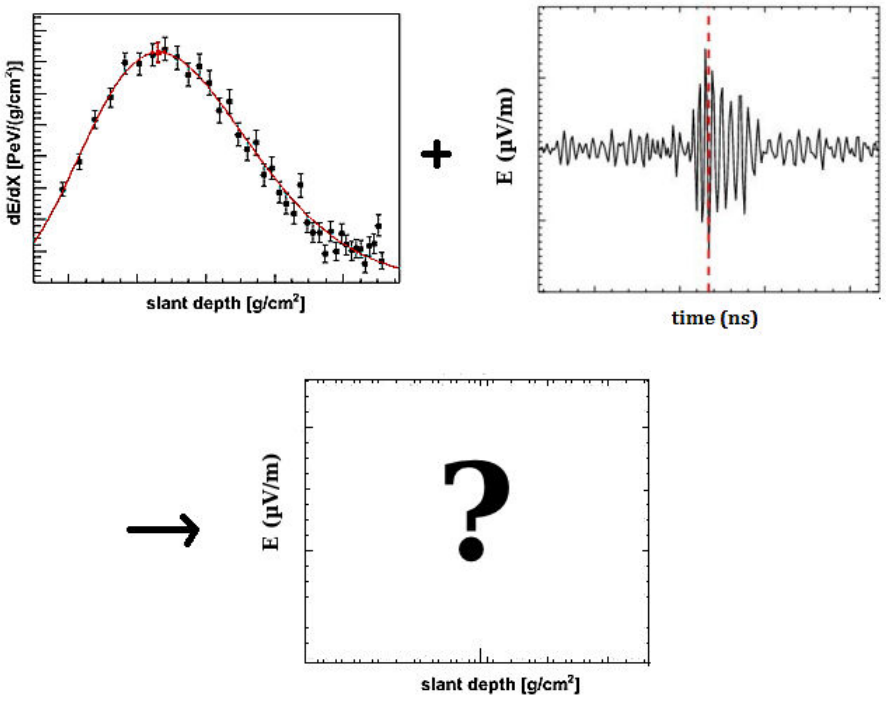


Fig. 5.1 – Illustration de l'étude d'une potentielle corrélation entre le profil longitudinal donné par le FD (en haut à gauche) et le champ électrique mesuré par les stations radio en fonction du temps (en haut à droite). Cette corrélation permettrait d'étudier le champ électrique en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe comme présenté en bas à droite et ainsi relier le signal radio à la nature du primaire.

5.1 Un modèle simple

On cherche dans ce chapitre à étudier la corrélation entre le profil longitudinal mesuré par le FD et le signal radio mesuré par les stations d'AERA. Plus précisément, en se basant sur la géométrie de la gerbe telle que présentée dans la figure 5.2, on analyse la correspondance entre la profondeur d'atmosphère X_i à laquelle se trouve la gerbe à un instant donné de son développement et la trace temporelle détectée par un observateur. **L'idée de base étant qu'à un point du profil sur l'axe correspond de manière bijective un point de mesure dans le détecteur radio**. Dans la première partie de cette section, le modèle utilisé est détaillé ; dans la seconde partie, il est illustré à partir d'un exemple théorique.

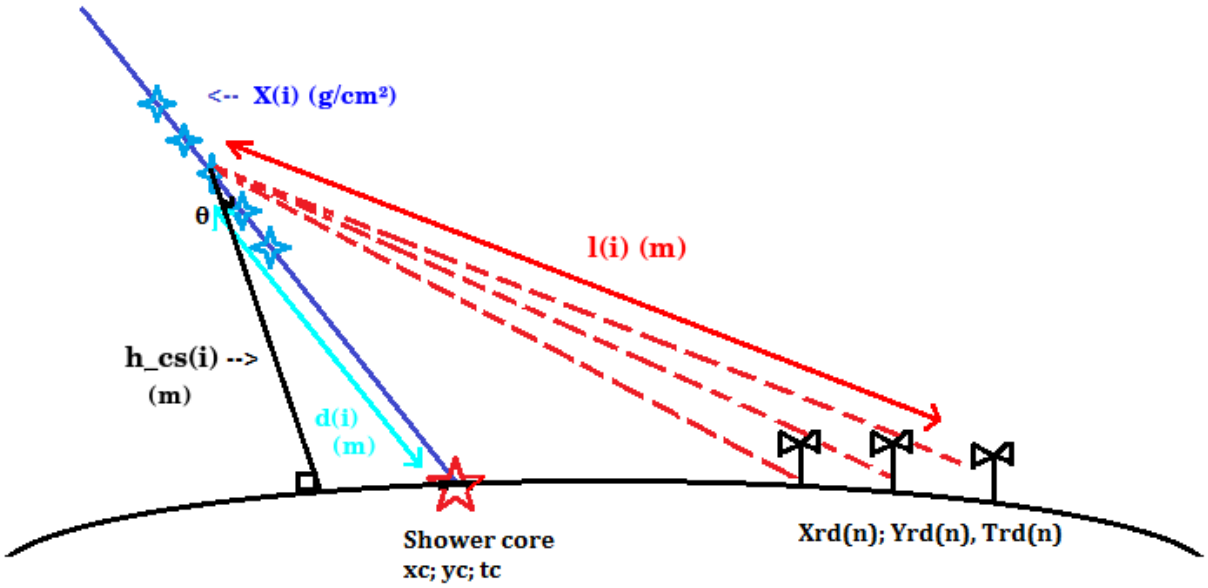


FIG. 5.2 – Schéma de la géométrie de la gerbe utilisée pour étudier la corrélation entre le profil longitudinal donné par le FD et le champ électrique mesuré par les stations radio. L'axe de la gerbe est indiqué par la droite bleue, les points du profil longitudinal mesurés par le FD (M_i) sont indiqués par des étoiles bleues. Le cœur de la gerbe est indiqué par l'étoile rouge. Les droites en pointillés rouges correspondent à la distance entre un point de l'axe de la gerbe situé à une profondeur X_i et les stations radio.

5.1.1 Exploitation de la géométrie de la gerbe

Soit M_i un point sur l'axe de la gerbe situé à une profondeur d'atmosphère X_i. Il nous faut d'abord connaître le temps absolu de passage du front de gerbe au point M_i, puis calculer le temps d'arrivée en un point du sol d'un signal émis en M_i se propageant à la vitesse c/n. Pour notre modèle simplifié, nous utilisons $n = 1$, une prise en compte réaliste de l'indice de réfraction pourra être faite dans une deuxième version du modèle.

Calcul du temps absolu associé aux points M_i du profil longitudinal. Pour chaque évènement hybride analysé, on utilise différentes variables données par la reconstruction FD d'Offline :

- la profondeur d'atmosphère X_i en g/cm^2 associée à chaque point du profil M_i,
- la position du cœur de la gerbe,
- le temps qui lui est associé,
- la direction d'arrivée de la gerbe.

Connaissant le temps absolu associé au cœur de la gerbe après reconstruction et la distance séparant un point donné du profil M_i et la position du cœur, il est possible d'obtenir le temps absolu associé au point M_i.

Afin d'obtenir la distance entre un point M_i et le cœur de la gerbe, on convertit la profondeur d'atmosphère X_i en altitude h_i, en utilisant l'angle zénithal θ, avec les fonctions suivantes, extraites de [134] :

- pour $X_i \geq 631,1$ g/cm^2 : $h_i = -9941,8638.\log((X_i \cdot \cos\theta + 186.5562)/1222.6562)$ m
- pour $271,7 \leq X_i < 631,1$ g/cm^2 : $h_i = -8781.5355.\log((X_i \cdot \cos\theta + 94.9199)/1144.9069)$ m
- pour $3,03956 \leq X_i < 271,7$ g/cm^2 : $h_i = -6361.4304.\log((X_i \cdot \cos\theta - 0.61289)/1305.5948)$ m
- pour $0,00128292 \leq X_i < 3,03956$ g/cm^2 : $h_i = -7721.7016.\log((X_i \cdot \cos\theta)/540.1778)$ m.

On calcule alors la distance d_i entre un point M_i et le cœur de la gerbe situé à une altitude $h_{\text{cœur}}$ [135] :

$$d_i = \sqrt{((R_{\text{Terre}} + h_i)^2 \cdot \ \cos^2\theta + (h_{\text{cœur}} - h_i) \cdot (2 \cdot R_{\text{Terre}} + h_i + h_{\text{cœur}}))} - (R_{\text{Terre}} + h_i) \cdot \cos\theta \quad (5.1)$$

avec R_{Terre} le rayon de la Terre. Les paramètres utilisés pour ce calcul sont illustrés dans la figure 5.3.

On peut alors calculer le temps de passage de la gerbe au point M_i en faisant l'hypothèse que la gerbe se développe à la vitesse c :

$$t_i = t_{\text{cœur}} - \frac{d_i}{c} \quad (5.2)$$

Calcul du temps absolu t_i^{RD}. À l'instant t_i, le front de gerbe est centré sur le point M_i. On calcule à quel instant le signal émis en ce point à l'instant t_i arrive sur une station radio j située en $\vec{s}_j$. Pour cela, on fait l'hypothèse d'une propagation linéaire à c/n du signal entre les points M_i et les observateur comme représenté par les droites en pointillés rouges dans la figure 5.2. Les sources de signal sont supposées rayonner de manière isotrope (hypothèse qui pourra être affinée dans le futur).

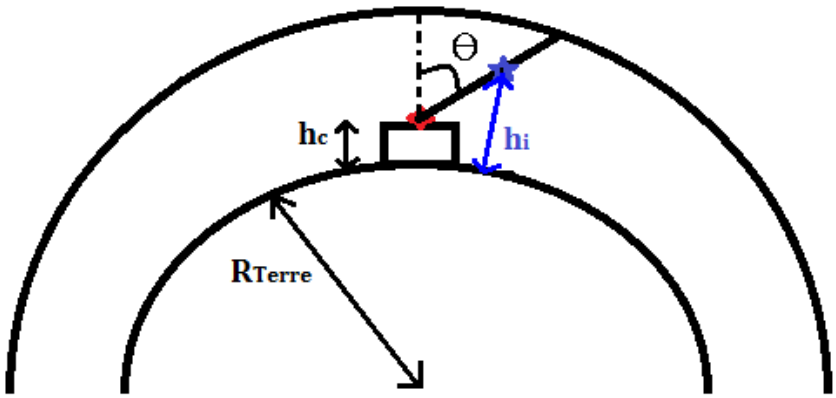


FIG. 5.3 – Illustration des paramètres utilisés pour le calcul de la distance entre un point M_i situé sur l'axe de la gerbe à une altitude h_i et un observateur situé à une altitude h_c, indiqué par le losange rouge.

On calcule alors les distances l_{ij} entre les points M_i et un observateur situé en $\vec{s}_j$ comme suit :

$$\vec{l_{ij}} = \vec{d_i} - \vec{s}_j \tag{5.3}$$

avec $\vec{d_i}$ les coordonnées d'un point M_i et $\vec{s}_j$ les coordonnées de l'observateur. Ces deux quantités sont exprimées dans le système de coordonnées centré sur le cœur de la gerbe de coordonnées $x_{\text{cœur}},\ y_{\text{cœur}},\ z_{\text{cœur}}$.

On a :

$$\vec{d_i} = \begin{pmatrix} d_i \cos(\phi)\sin(\theta) = u.d_i \\ d_i \sin(\theta)\sin(\phi) = v.d_i \\ d_i \cos(\theta) \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

et $\vec{s}_j$ les coordonnées de la station j dans le même système de coordonnées :

$$\vec{s}_j = \begin{pmatrix} x^j_{\text{RD}} - x_{\text{cœur}} \\ y^j_{\text{RD}} - y_{\text{cœur}} \\ z^j_{\text{RD}} - z_{\text{cœur}} \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

où $x^j_{\text{RD}},\ y^j_{\text{RD}}$ et z^j_{RD} sont les coordonnées de l'observateur j.

On obtient :

$$\vec{l_{ij}} = \begin{pmatrix} d_i \cos(\phi)\sin(\theta) - (x^j_{\mathrm{RD}} - x_{\mathrm{cœur}}) \\ d_i \sin(\theta)\sin(\phi) - (y^j_{\mathrm{RD}} - y_{\mathrm{cœur}}) \\ d_i \cos(\theta) - (z^j_{\mathrm{RD}} - z_{\mathrm{cœur}}) \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

Le signal émis en un point M_i de l'axe de la gerbe arrivera donc à l'observateur situé en $\vec{s_j}$ à l'instant t^{RD}_{ij} :

$$t^{\mathrm{RD}}_{ij} = t_i + \frac{|\vec{l_{ij}}|}{c/n} \tag{5.7}$$

5.1.2 Exploitation du modèle

Dans cette section, on illustre sur un exemple théorique le modèle décrit précédemment. On utilise les paramètres de la gerbe utilisée en évènement test, décrite dans la section 5.3. Nous ne le décrivons pas dans cette partie afin de nous concentrer sur l'étude théorique du modèle.

L'idée est de partir de la fonction de Gaisser-Hillas décrivant le profil longitudinal de l'évènement test, c'est-à-dire le nombre d'électrons (N_e) afin d'échantillonner l'axe de la gerbe de 0 à 1000 g/cm^2 avec 1000 points M_i théoriques de pas constant en X. On calcule ensuite pour chaque point M_i le temps de réception du signal émis en ce point au niveau de l'observateur au sol. Les sources d'émission sont supposées ponctuelles et le rayonnement isotrope. Aucune atténuation du signal en $1/r$ n'est prise en compte car nous étudions sa structure temporelle uniquement (l'atténuation pourra être prise en compte ultérieurement). Deux origines possibles du champ électrique mesuré par les stations radio sont étudiées : l'évolution du nombre de particules en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe (correspondant à la fonction de Gaisser-Hillas) et la variation du taux de production de particules en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe (correspondant à la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas). À chaque étape nous étudions le comportement du signal en 4 stations : 2 stations proches et 2 stations éloignées de l'axe ; avec dans chaque cas une station située en amont de la gerbe (stations touchées avant le cœur de la gerbe) et une située en aval (stations touchées après le cœur de la gerbe).

On peut alors étudier pour une station donnée le signal dû à l'évolution du nombre de particules se trouvant en un point M_i vu par un observateur au sol, comme présenté dans la figure 5.4 pour les quatre stations étudiées.

On peut voir que la durée du signal attendu, ainsi que les temps de réception des signaux sont fortement dépendants de la position des stations. À distance à l'axe comparable, la durée séparant la réception du signal émis par le premier point du profil : (M_{start}) de celui émis par le dernier : (M_{end}) est plus longue pour la station située en aval que pour celle située en amont de la gerbe que ce soit proche ou loin de l'axe. En effet, un observateur situé en aval voit la gerbe avec un plus grand angle d'observation qu'un observateur situé en amont, la durée de réception du signal est donc plus grande pour le premier.

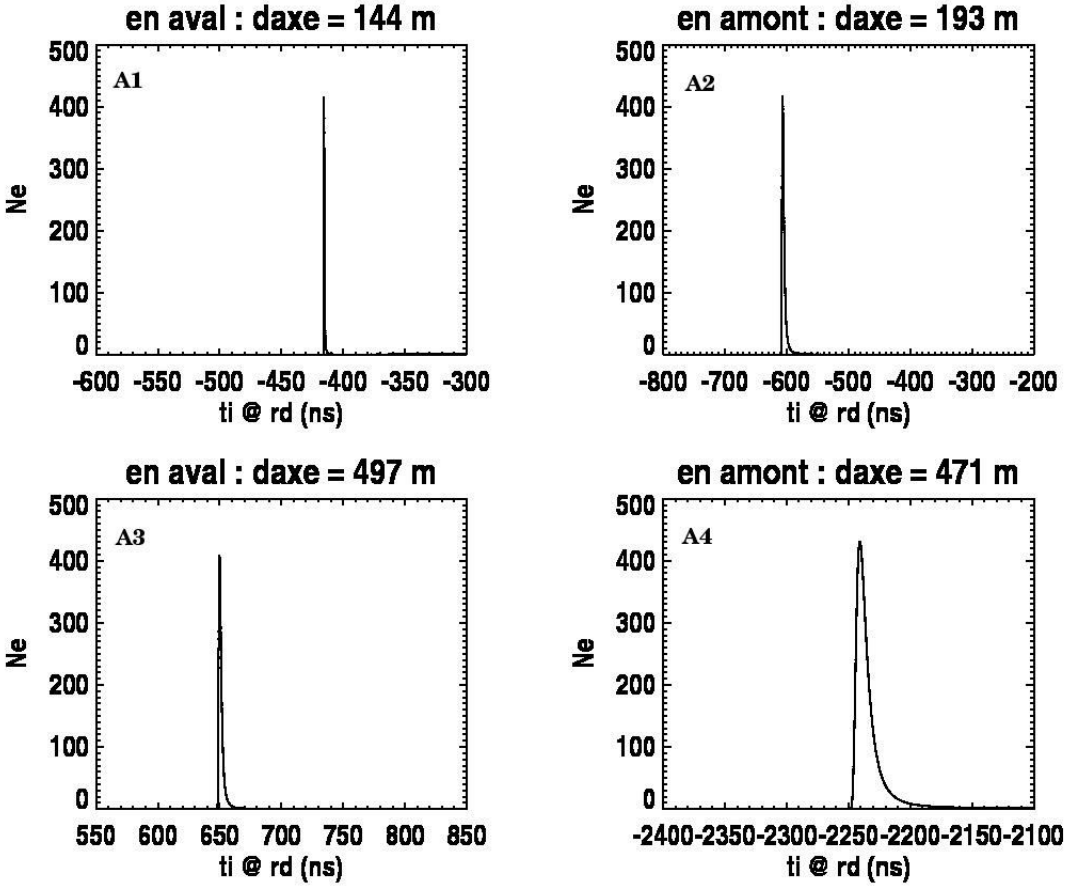


FIG. 5.4 – Signal issu de l'évolution du nombre de particules émis en M_i en fonction du temps de réception associé à un observateur au sol situé en 4 positions différentes ; en haut : proche de l'axe en amont ou en aval de la gerbe ; en bas : loin de l'axe en amont ou en aval de la gerbe. Les pas des axes sont identiques dans toutes les figures afin de faciliter leur comparaison.

De même, on peut étudier pour une station donnée la variation du taux de production de particules en fonction du temps de réception du signal émis en ce point calculé au niveau de l'observateur, comme présenté dans la figure 5.5 pour les quatre stations étudiées.

On peut voir que le signal attendu de ce phénomène vu par un observateur au sol est un pulse bipolaire, comme c'est le cas pour le champ électrique mesuré en pleine bande de fréquence par les stations radio.

Enfin, on étudie la durée δt_j du signal reçu par les stations. Celle-ci est définie par la durée séparant les deux points du signal correspondant à la largeur à mi-hauteur. On obtient pour chaque station une durée pour N_e et une durée pour $\mathrm{d}N_e/\mathrm{d}X$. Pour les 4 stations étudiées on obtient pour N_e : $\delta t_{\mathrm{A1}} = 0{,}5$ ns ; $\delta t_{\mathrm{A2}} = 3{,}6$ ns ; $\delta t_{\mathrm{A3}} = 2{,}4$ ns et $\delta t_{\mathrm{A4}} = 10{,}5$ ns et pour $\mathrm{d}N_e/\mathrm{d}X$: $\delta t_{\mathrm{A1}} = 0{,}9$ ns ; $\delta t_{\mathrm{A2}} = 6{,}1$ ns ; $\delta t_{\mathrm{A3}} = 4{,}1$ ns et $\delta t_{\mathrm{A4}} = 18{,}2$ ns. Pour nos 4 stations, on observe une augmentation de la durée du signal δt_j avec la distance à l'axe. Cet effet est plus important pour les stations situées en

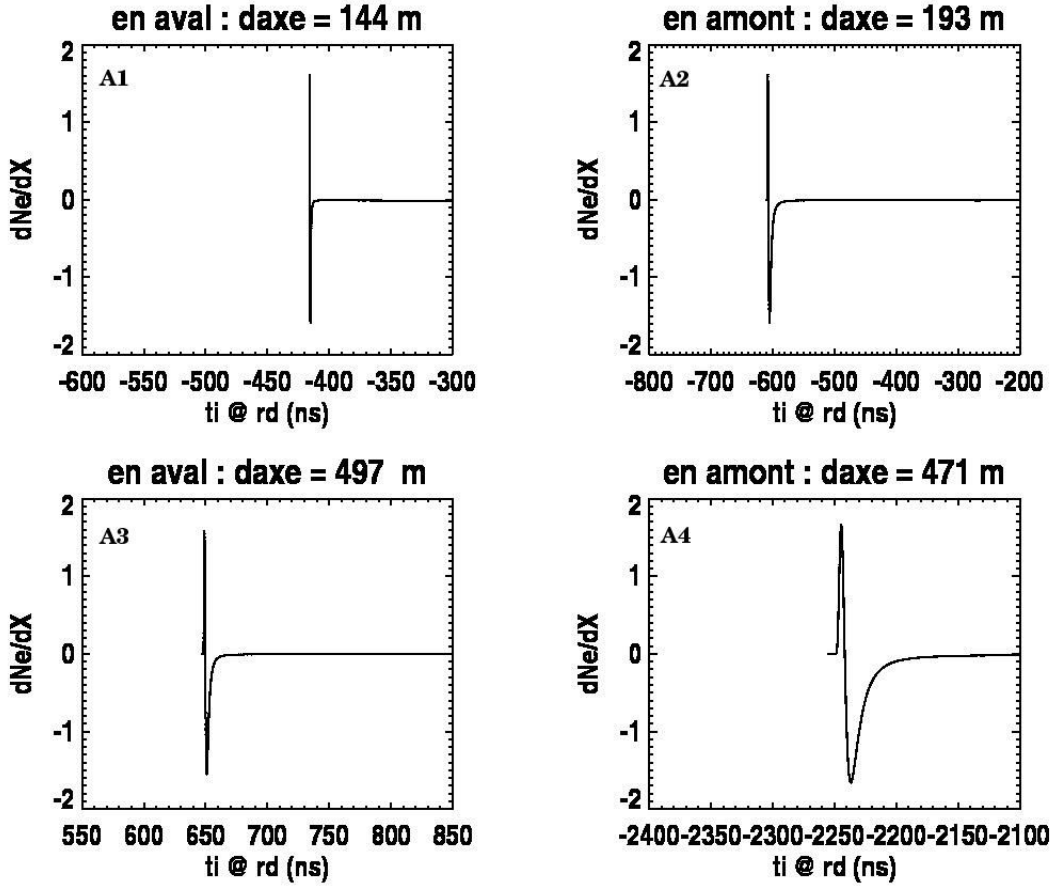


FIG. 5.5 – Signal issu de la variation du taux de particules, émis en M_i en fonction du temps de réception associé à un observateur au sol situé en 4 positions différentes ; en haut : proche de l'axe en amont ou en aval de la gerbe ; en bas : loin de l'axe en amont ou en aval de la gerbe. Les pas des axes sont identiques dans toutes les figures afin de facilité leur comparaison.

amont que pour celles situées en aval pour lesquelles les durées de réception du signal sont plus faibles, même pour des distances à l'axe similaires. On peut voir que la durée des signaux issus de $\mathrm{d}N_e/\mathrm{d}X$ est systématique supérieure à celle des signaux issus de N_e.

Les δt_j calculés pour toutes les stations sont comparés à l'angle d'ouverture (d'observation de la gerbe) de ces dernières dans la figure 5.6. On observe une claire dépendance des δt_j à l'angle d'ouverture et donc à la distance à l'axe des stations, une station proche de l'axe observe la gerbe avec un petit angle d'ouverture. Une nette augmentation des durées δt_j est observée avec ce dernier. On observe bien des durées systématiquement supérieures pour les signaux issus de $\mathrm{d}N_e/\mathrm{d}X$.
On pourra vérifier dans la suite de ce chapitre que la durée des signaux obtenus avec la fonction de Gaisser-Hillas ou à partir de sa dérivée présentent des durées similaires à celles des pulses mesurés par les stations radio ou simulés pour celles-ci.

Les signaux obtenus précédemment à partir de la variation du taux de particules dans la gerbe

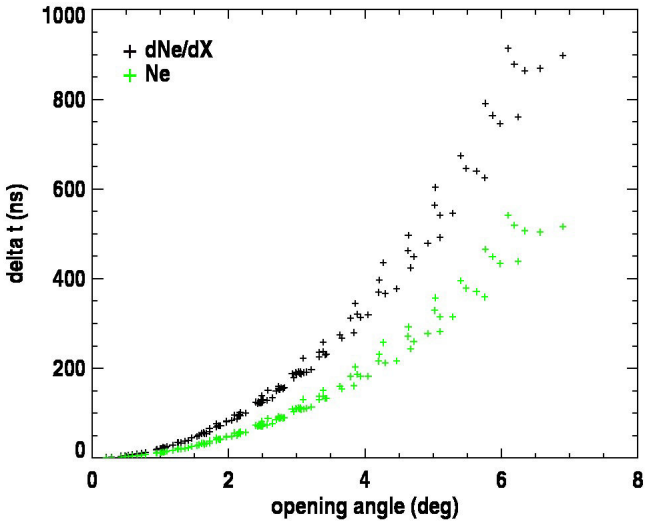


FIG. 5.6 – Comparaison des durées δt_j des signaux issus de N_e en vert e $\mathrm{td}N_e/\mathrm{d}X$ en noir vus par un observateur au sol, émis sur les points M_i en fonction de l'angle d'ouverture des stations. La durée des signaux est définie par la durée séparant les deux points du signal correspondant à la largeur à mi-hauteur.

peuvent également être filtrés comme présenté dans la figure 5.7 pour la station située en aval de la gerbe à 471 m de distance à l'axe. La même opération peut être réalisée avec le nombre de particules présentes dans la gerbe.

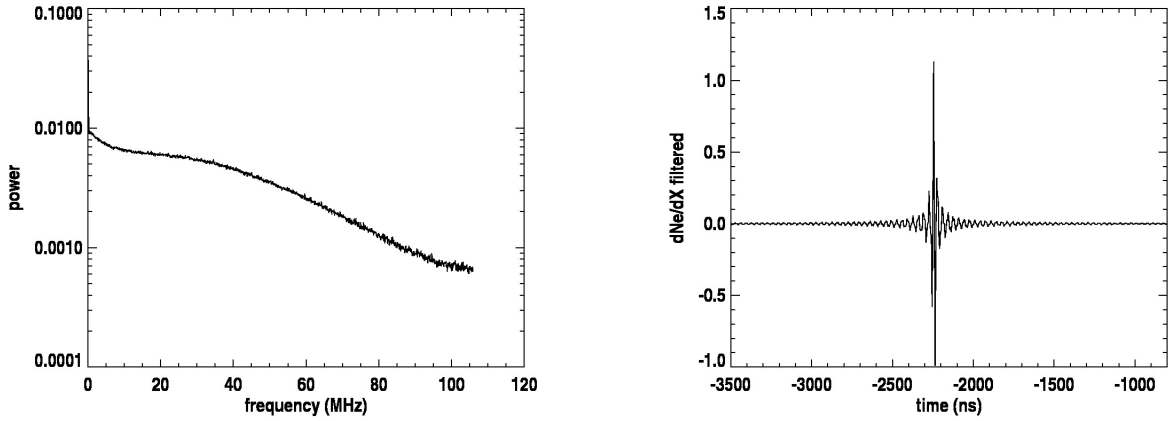


FIG. 5.7 – À gauche : spectre de la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas. À droite : dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas filtrée vue par un observateur au sol.

Comme on peut le voir, le modèle permet via l'exploitation de la géométrie de la gerbe de prédire le signal émis en un point M_i de l'axe de la gerbe tel qu'il est vu par une observateur au sol. À partir de ces prédictions, nous pouvons dans la suite, étudier une potentielle corrélation entre un point de

l'axe de la gerbe et le maximum du champ électrique mesuré par les stations radio.

5.2 Test du modèle sur une simulation SELFAS

Dans cette section, nous confrontons les résultats du modèle simplifié obtenus pour l'étude d'une station d'un évènement test à une simulation SELFAS (voir la section 1.3.1, page 33) du même évènement. Comme pour la section précédente, nous ne décrivons pas l'évènement test dans cette partie afin de nous concentrer sur la comparaison avec la simulation. Seuls les résultats finaux du modèle sont utilisés : les temps de réception des signaux émis en M_i calculés sur les stations AERA.

On compare dans cette section le modèle décrit plus tôt avec une simulation SELFAS de l'évènement test. Les paramètres extraits de l'ajustement du profil longitudinal par la fonction de Gaisser-Hillas ont été utilisés pour obtenir un profil simulé très proche du profil mesuré. Les paramètres de la gerbe reconstruits par le FD ont été utilisés (direction d'arrivée, énergie, position du cœur particule ...). La simulation a été effectuée avec CONEX [57]. comme pour les données. Cette étude permet de valider le modèle de part l'absence des effets de l'électronique et de la réponse de l'antenne sur les traces.

On se concentre sur l'étude de deux points de la gerbe qui sont deux candidats particulièrement intéressant concernant l'émission du maximum de champ électrique mesuré par les stations radio : M_{Xmax} et $M_{\mathrm{max}}^{\mathrm{prod}}$. Ce dernier correspond au taux de production maximal de particules par unité de profondeur, obtenu en dérivant le nombre de particules de la gerbe en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée. On obtient : $X_{\mathrm{max}}^{\mathrm{prod}} = X_{\mathrm{max}} - \sqrt{\lambda \cdot (X_{\mathrm{max}} - X_0)}$.

Le temps associé au cœur est fixé à 0 ns pour la simulation et pour le modèle. Le temps correspondant au signal émis en M_{max} calculé sur la station test est $t_{\mathrm{Xmax}} = 395$ ns. Le temps associé au signal émis en $M_{\mathrm{max}}^{\mathrm{prod}}$ calculé sur la station test (station 31, voir la section 5.3) est $t_{\mathrm{Xprod\text{-}max}} = 391$ ns. Les facteurs de forme λ et X_0 sont extraits de l'ajustement par la fonction de Gaisser-Hillas réalisée dans la reconstruction $\overline{\mathrm{Off}}\underline{\mathrm{line}}$. Seules 4 ns séparent le temps de réception par la station test du signal émis en M_{max} de celui émis en $M_{\mathrm{max}}^{\mathrm{prod}}$. Notons de plus qu'il s'agit d'une des stations les plus éloignées du cœur de la gerbe. Pour les stations plus proches, cette durée sera encore plus courte (voir la section 5.3). Il sera donc compliqué de dissocier les contributions de l'une ou de l'autre de ces observables. En effet, pour les dissocier, il faudrait une précision de l'ordre de la nanoseconde sur la datation du champ électrique mesuré.

Nous pouvons comparer les temps de réception t_{Xmax} et $t_{\mathrm{Xprod\text{-}max}}$ calculés sur la station test au temps correspondant au maximum du signal de la trace simulée par SELFAS. Pour ce dernier on a $t_{\mathrm{selfas}} = 399$ ns. On peut voir que les temps calculés à l'aide du modèle, t_{Xmax} et $t_{\mathrm{Xprod\text{-}max}}$, sont très proches de celui extrait de la simulation SELFAS. On a : $t_{\mathrm{selfas}} - t_{\mathrm{Xmax}} = 4$ ns et $t_{\mathrm{selfas}} - t_{\mathrm{Xprod\text{-}max}} = 8$ ns. Ce décalage peut être dû aux approximations effectuées pour notre modèle simplifié. La source de rayonnement est en effet considérée ponctuelle et le rayonnement est supposé isotrope. La durée du pulse principal de la trace simulée pour la station test est de 45 ns, en bon accord avec le temps séparant la réception du premier point du profil M_{start} et le dernier M_{end}, $\delta t_i^{\mathrm{LS\ test}}$ calculé avec le modèle, qui est de 52 ns.

Connaissant les temps de réception des signaux émis en M_i sur la station test, on peut superposer le signal prédit par le modèle à la trace simulée par SELFAS pour la station test, comme présenté dans la figure 5.8.

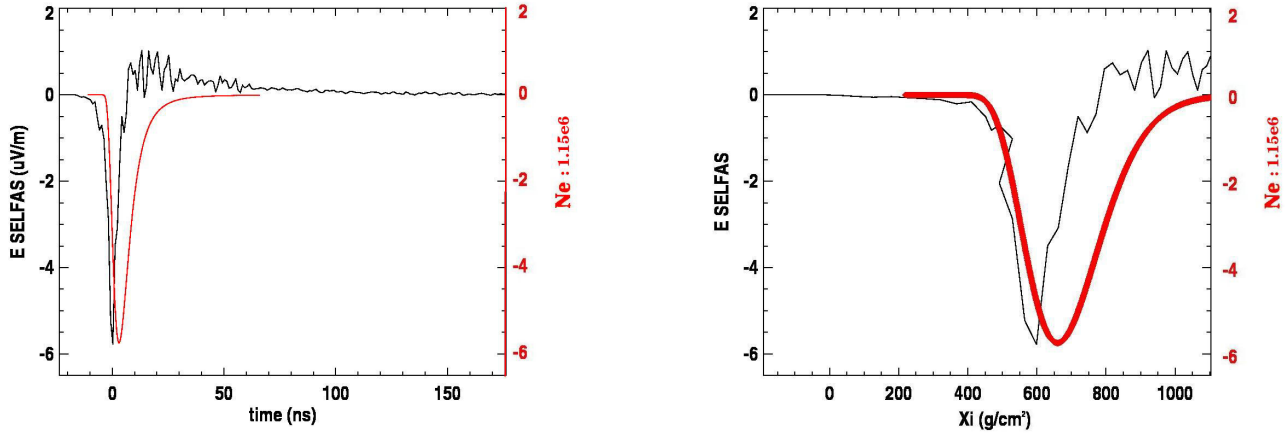


FIG. 5.8 – À gauche : trace pleine bande simulée par SELFAS pour la station test (en noir) en fonction du temps. L'origine de l'axe des abscisses est placée sur le temps correspondant au maximum du signal, pour plus de lisibilité. Le profil longitudinal mesuré par le FD est superposé en rouge en fonction des temps de réception des signaux émis en M_i calculés sur la station test. À droite : l'axe des abscisses est remplacé par la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe.

On peut voir que la durée séparant la réception du signal émis en M_{start} de celle du signal émis en M_{end} est en très bon accord avec la durée du pulse de la trace simulée, et que les maxima coïncident temporellement.

On peut également effectuer la comparaison de la trace simulée par SELFAS pour la station test à la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas, comme présenté dans la figure 5.9. Le signal obtenu est bipolaire comme attendu du signal brut détecté par les stations. Ce dernier peut ensuite être filtré afin d'obtenir le pulse attendu, comme présenté dans la figure.
Comme on peut le voir, le pulse attendu de la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas est en bon accord temporel avec celui obtenu par la simulation SELFAS, les amplitudes ont été mises à l'échelle. En effet, le profil longitudinal ayant été imposé à SELFAS, le facteur de normalisation n'est pas calculé correctement. Comme nous l'avons déjà évoqué, la distinction des signaux émis en X_{max} et en $X_{\text{max}}^{\text{prod}}$ est compliquée expérimentalement. Dans la suite, on fera l'hypothèse que le maximum du champ électrique mesuré par les stations radio a pour origine le signal émis en X_{max}. Nous avons vu que le modèle est en bon accord avec la simulation SELFAS. Seul un offset de quelques nanosecondes est observé, il peut être dû aux approximations effectuées pour le modèle simplifié (source de rayonnement ponctuelle, rayonnement isotrope de la source). Nous pouvons maintenant appliquer notre modèle simplifié sur des données.

5.3 Application du modèle sur un évènement test

Comme nous l'avons vu, notre modèle permet, à partir du profil longitudinal, de prédire le signal vu par un observateur au sol. Malgré les approximations effectuées, ce modèle est en bon accord avec

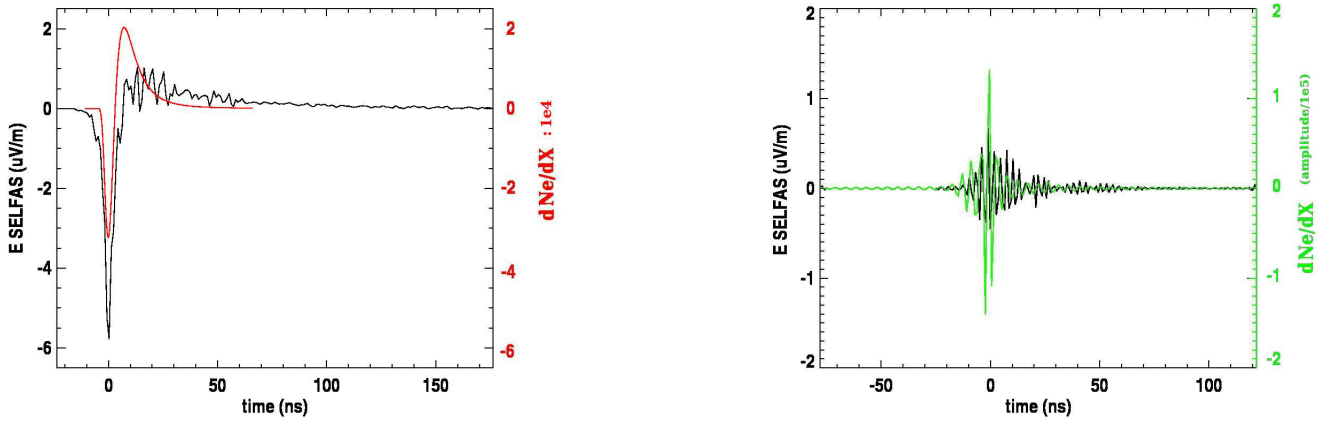


FIG. 5.9 – À gauche : trace pleine bande simulée par SELFAS pour la station test (en noir), filtrée dans la bande 30-80 MHz, en fonction du temps, l'origine de l'axe des abscisses est placée sur le temps correspondant au maximum du signal, pour plus de lisibilité. La dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas est superposée en rouge après mise à l'échelle des amplitudes pour plus de lisibilité. À droite : signal obtenu en filtrant la dérivée de la fonction Gaisser-Hillas (en vert) superposé à la trace simulée (en noir). L'offset de 8 ns est supprimé sur ces figures.

SELFAS et peut donc être appliqué sur des données. Dans cette section, il est appliqué sur un évènement test choisi pour sa forte multiplicité de stations radio sélectionnées. La méthode utilisée pour sélectionner l'évènement est d'abord présentée, puis les différentes étapes nécessaires au calcul des temps de réception des signaux émis en M_i sont décrites, ainsi que le calcul des incertitudes associées. Le modèle est ensuite appliqué sur une station test de l'évènement choisie pour son éloignement à l'axe de la gerbe. En effet, nous avons vu que la durée séparant la réception du signal émis au premier point M_{start} à celle du signal émis au dernier point M_{end} diminue fortement lorsque l'on se rapproche de l'axe, l'utilisation des stations proches de ce dernier n'est donc pas souhaitable pour l'étude de la corrélation entre le profil longitudinal et le champ électrique mesuré par les stations radio. Il s'agit de la même station que celle utilisée pour la comparaison du modèle avec SELFAS. Enfin, la méthode est appliquée sur l'évènement global.

5.3.1 Sélection des données hybrides

Les évènements étudiés dans ce chapitre proviennent de la reconstruction officielle donnée par le RdObserver présentée dans la section 2.5 et sont des évènements superhybrides : AERA-SD-FD. Comme cette reconstruction est encore en phase de test, la méthode de sélection des coïncidences AERA-SD présentée au chapitre 4 est appliquée afin d'effectuer une vérification croisée du statut de gerbe d'un évènement. Seuls ceux sélectionnés par les deux méthodes sont conservés pour la suite. Les fichiers ADST.root d'évènements hybrides reconstruits par le RdObserver sont analysés avec le package ADST [136]. Les modules utilisés pour la reconstruction de ces évènements sont présentés dans la figure 5.10.

```
<module> EventFileReaderOG                </module>
<module> RdEventPreSelector               </module>

<module> RdEventMerger                    </module>

<module> EventCheckerOG                   </module>
<module> SdQualityCutTaggerOG             </module>
<module> SdPMTQualityCheckerKG            </module>
<module> TriggerTimeCorrection            </module>
<module> SdCalibratorOG                   </module>
<module> SdBadStationRejectorKG           </module>
<module> SdSignalRecoveryKLT              </module>
<module> SdEventSelectorOG                </module>
<module> SdPlaneFitOG                     </module>
<module> LDFFinderKG                      </module>
<try>
  <module> SdHorizontalReconstruction     </module>
</try>
```

```
<module> RdEventInitializer               </module>
<module> RdChannelADCToVoltageConverter   </module>
<module> RdChannelSelector                </module>
<module> RdChannelPedestalRemover         </module>
<module> RdChannelResponseIncorporator    </module>
<module> RdChannelBeaconSuppressor        </module>
<module> RdChannelTimeSeriesTaperer       </module>
<module> RdChannelBandstopFilter          </module>
<module> RdChannelUpsampler               </module>

<loop numTimes="unbounded">
  <module> RdDirectionConvergenceChecker      </module>
  <module> RdAntennaChannelToStationConverter </module>
  <module> RdStationSignalReconstructor       </module>
  <module> RdClusterFinder                    </module>
  <module> RdPlaneFit                         </module>
</loop>

<module> RdLDFMultiFitter                 </module>
<module> RdChannelRiseTimeCalculator      </module>
<module> RdStationEFieldVectorCalculator  </module>
<module> RdEventPostSelector              </module>
```

```
<try>
  <module> FdCalibratorOG                 </module>
  <module> FdEyeMergerKG                  </module>
  <module> FdPulseFinderOG                </module>
  <module> FdSDPFinderOG                  </module>
  <module> FdAxisFinderOG                 </module>
  <module> HybridGeometryFinderOG         </module>
  <module> HybridGeometryFinderWG         </module>
  <module> FdApertureLightKG              </module>
  <module> FdEnergyDepositFinderKG        </module>
  <module> FdProfileReconstructorKG       </module>
</try>

<module> RdStationTimeSeriesWindowCutter  </module>
<module> RdStationTimeSeriesTaperer       </module>
<module> EventFileExporterOG              </module>
<module> RecDataWriterNG                  </module>
```

FIG. 5.10 – Modules utilisés par le RdObserver pour la reconstruction des évènements utilisés dans ce chapitre. La reconstruction SD est d'abord appliquée (en haut à gauche), suivie de la reconstruction RD (en haut à droite), pour finir avec la reconstruction FD (en bas).

5.3.2 Sélection de l'évènement test

L'évènement test est l'évènement 356641 du run 100796, datant du 3 février 2014 à 04h05' UTC. Cet évènement a été détecté en coïncidence avec le SD (Infill) et deux télescopes de Coihueco (*eyes* 2 et 3). Les reconstructions de l'évènement obtenues par les différents détecteurs sont présentées dans le tableau 5.1. La différence angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et le SD est de 1,1°, de 0,4° entre AERA et le FD et de 1.° entre le FD et le SD. Quinze stations ont un SNR > 10 et sont sélectionnées par la reconstruction du RdObsever (LS ID : 30, 31, 37, 38, 39, 45, 46, 47, 54, 55, 56, 118, 119, 133 et 134).

Pour confirmer le statut de gerbe de l'évènement test, on applique la méthode de sélection des coïncidences AERA-SD présentée au chapitre 4. Dans cette méthode, on vérifie la compatibilité de l'arrivée d'une même gerbe sur les deux réseaux. Pour cela, on compare les temps mesurés par les détecteurs aux temps théoriques calculés en supposant une gerbe se développant à la vitesse de la lumière. On compare alors les différences de temps attendues entre les deux réseaux exprimées dans l'équation 4.2, page 116 aux différences de temps mesurées.

Pour un évènement donné, une trace radio est sélectionnée si $|\mathrm{d}t_{\mathrm{mes}} - \mathrm{d}t_{\mathrm{att}} - 513| \leq 3 \times 25$ ns, ce qui correspond à la coupure utilisée pour les données d'AERA-II définie à la section 4.6. Pour l'évè-

	AERA	**Coihueco**	**SD**
Évènement	run 100796 - ID 356641	run 5226 - ID 3015	ID 25463291
θ, ϕ (°)	(62,4 ; 285,2)	(62,3 ± 0,4 ; 285,7 ± 2,4)	(63,2 ± 0,3 ; 286,1 ± 0,3)
$x_c,\ y_c$ (km)		(-27,26 ± 0,05 ; 15,65 ± 0,15)	(-27,28 ± 0,03 ; 16,12 ± 0,10)
E (EeV)		1,08 ± 0,05	0,61 ± 0,11
$X_{\max}$ (g/cm^2)		661 ± 8	
t_0 (ns)	269344956	269345847	269347460

TAB. 5.1 – Reconstructions de l'évènement test obtenues par les différents détecteurs. En radio, les incertitudes sur la direction d'arrivée, ainsi que la position du cœur radio et l'énergie du primaire ne sont pas encore incluses dans la reconstruction.

nement test, cette coupure conduit à la sélection de 26 traces détectées en EO et NS correspondant à 24 stations (LS ID : 26, 27, **30**, **31**, **37**, **38**, 39, 40, 42, **45**, **46**, **47**, **48**, **54**, **55**, **56**, **66**, 68, 77, 108, **118**, **119**, **133**, **134**). Une seconde coupure est appliquée afin de s'assurer de la qualité du signal mesuré. Comme dans la section 4.6, on utilise le temps de montée du pulse principal. L'évènement est sélectionné par la méthode avec 16 stations passant toutes les coupures en EO, celles-ci sont indiquées en gras dans la liste de stations présentée ci-dessus ; 12 d'entre elles sont de très bonne qualité avec un temps de montée inférieur à 50 ns. Enfin, on vérifie l'accord de la direction d'arrivée reconstruite à partir d'un ajustement plan sur ces données à la reconstruction SD en utilisant la méthode d'application par triplet décrite dans la section 4.5, page 138. On obtient la direction d'arrivée suivante : $\theta = (60,8 \pm 2)°,\ \phi = (285,2 \pm 1,3)°$, entraînant une différence angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et par le SD de 1,6°, les deux reconstructions sont donc en très bon accord. Pour cet évènement, 15 stations sont sélectionnées par les deux méthodes. Pour tester notre modèle, on étudie dans la suite le comportement d'une station, choisie pour son éloignement au cœur de la gerbe : la station 31.
La carte du réseau correspondant à la détection de cet évènement est présentée dans la figure 5.11.

5.3.3 Application du modèle

Calcul du temps absolu associé aux points M_i du profil longitudinal. Dans un premier temps, on calcule le temps de passage du front de la gerbe en un point M_i de l'axe, connaissant le temps auquel le front de gerbe touche le sol, au niveau du cœur. Le profil longitudinal de cet évènement reconstruit par Coihueco est présenté dans la figure 5.12.

On convertit d'abord les profondeurs d'atmosphère associées aux points M_i en altitude. Pour illustrer les différentes étapes, les calculs effectués pour le point $X_{\max}$ sont présentés, ce dernier est extrait de l'ajustement du profil par la fonction de Gaisser-Hillas présentée dans la section 1.2.1, page 22. On extrait l'erreur associée à l'altitude du point $M_{\max}$ de 10000 tirages Monte-Carlo en utilisant les incertitudes sur les différents paramètres de la gerbe données par la reconstruction FD (voir le tableau 5.1).

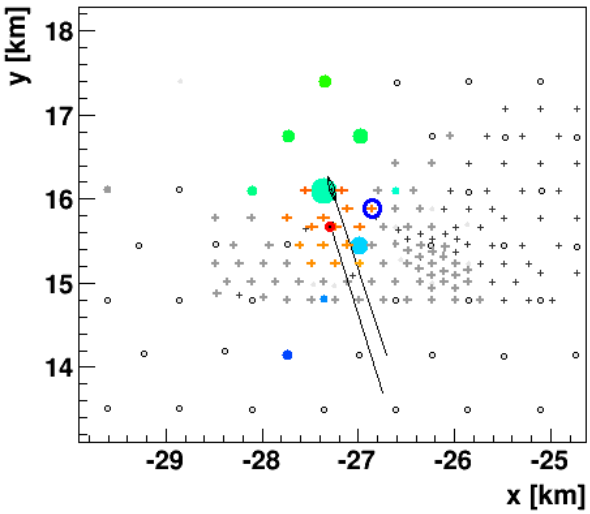


FIG. 5.11 – Carte du réseau correspondant à la détection de l'évènement 356641 du run 100796. Les quinze stations sélectionnées sont indiquées en orange, dont le dégradé indique le temps d'arrivée de la gerbe sur le réseau, ici du sud vers le nord. Le cœur particule de la gerbe est indiqué par le cercle rouge, les directions d'arrivée reconstruites par AERA et le SD sont présentées par les traits pleins. Les cuves Cherenkov sélectionnées sont indiquées par les disques colorés, le code couleur associé indique le temps de passage de la gerbe et la taille des cercles l'intensité du signal mesuré. La station étudiée pour le test de la méthode est indiquée par le cercle bleu.

Pour le point $X_{\max}$ on obtient $h_{\mathrm{Xmax}} = 9200$ m ± 120 m, sachant que $\delta X_{\max} = 8$ g/cm^2 et supposant une erreur gaussienne sur $X_{\max}$. Les différents calculs d'incertitude effectués dans ce chapitre sont détaillés dans la section 5.3.3. On utilise alors l'équation 5.1 pour obtenir la distance entre les points M_i et le cœur de la gerbe. Par exemple, cette distance vaut $d_{X_{\max}} = 17200 \pm 300$ m pour $M_{\max}$.

Connaissant la distance entre les points M_i et le cœur de la gerbe, et supposant la vitesse de développement de la gerbe dans l'atmosphère égale à c, on calcule le temps absolu associé à chaque point du profil M_i à partir de l'équation 5.2. Entre l'altitude du point $M_{\max}$ et celle du cœur de la gerbe on obtient un indice moyen de réfraction de l'air $n = 1,00017$. Pour le $X_{\max}$ on obtient 269291 μs $\pm$ 1 μs, sachant que le temps à l'impact au sol est estimé à 269345 μs. Du premier au dernier M_i mesuré, la durée de la gerbe est de 222,7 μs.

Calcul du temps absolu $t_i^{\mathbf{RD}}$. Le temps absolu de chaque point mesuré du profil étant connu, on calcule le temps d'arrivée du champ électrique émis depuis le point M_i au niveau des stations AERA sélectionnées pour l'évènement.

On calcule d'abord la position des points du profil, (voir l'équation 5.4), dans le référentiel de la gerbe dont le centre est défini par son cœur particule situé aux coordonnées :
$x_{\text{cœur}} = -27259$ m, $y_{\text{cœur}} = 15652$ m, $z_{\text{cœur}} = 236$ m (dans le référentiel de l'observatoire).
Pour illustration, on obtient pour le point $M_{\max}$: $\vec{d} = (3936\ ;\ -14034\ ;\ 7645)$ m.

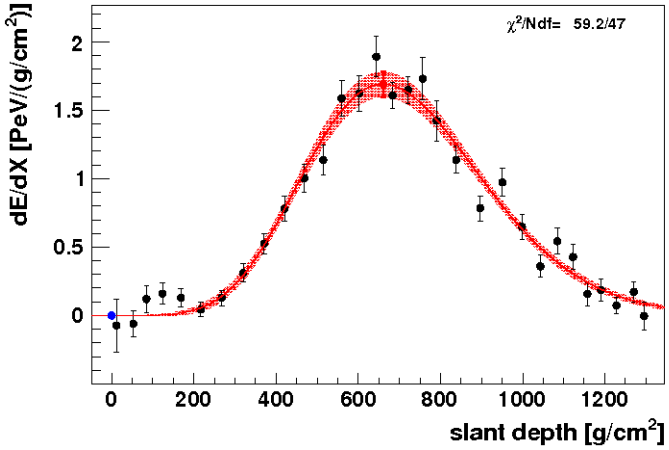


FIG. 5.12 – Profil longitudinal de l'évènement Coihueco 1018 du run 5262 : perte d'énergie en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée. L'ajustement du profil par la fonction de Gaisser-Hillas est indiqué en rouge.

On calcule ensuite la position de la station AERA test dans le même référentiel en utilisant l'équation 5.5. On obtient : $s_{\mathrm{x}} = 403,2$ m ; $s_{\mathrm{y}} = 246,1$ m ; $s_{\mathrm{z}} = 3$ m. Cette station est située à 427,4 m de l'axe de la gerbe.

À partir de ces coordonnées, on peut calculer la distance entre un point M_i et la station AERA 31. Et enfin comparer le temps mesuré par la station AERA, $t_{\mathrm{mes}}^{\mathrm{AERA}}$ (voir la section 4.1), au temps t_i^{RD} et associer un bin de temps dans l'antenne à une position sur l'axe de la gerbe.

Les temps d'arrivée correspondant aux 45 points du profil de la gerbe sur la station AERA 31 sont présentés dans la figure 5.13.

Pour cette station, le temps séparant la réception du premier point du profil M_{start} et le dernier M_{end}, δt_i^{31}, est de 52 ns. On peut voir que la relation entre le temps associé au signal émis en M_i et la profondeur de la gerbe n'est pas linéaire. Un effet doppler est observé avec le rapprochement des signaux émis du sol.

Incertitudes

Dans cette section, sont présentés les calculs des incertitudes sur les différentes variables étudiées dans ce chapitre. Les incertitudes sur les angles d'arrivée, sur X_{max} et sur la position du cœur de la gerbe données par la reconstruction FD (voir le tableau 5.1) sont utilisées. On fait l'hypothèse que ces dernières suivent une loi gaussienne. Un tirage Monte-Carlo est effectué pour chacune de ces variables. La première étape consiste à obtenir l'erreur sur l'altitude du point M_{max}. Comme nous l'avons vu dans la section 5.1, la fonction permettant la conversion de la profondeur d'atmosphère en g/cm^2 en altitude, utilise en plus de cette profondeur l'angle zénithal. On applique la fonction de conversion profondeur d'atmosphère/altitude sur 10000 tirages Monte-Carlo basés sur les erreurs sur X_{max} et sur θ données par le FD. On obtient une distribution gaussienne des altitudes centrée en 9200 $\pm$ 120 m.

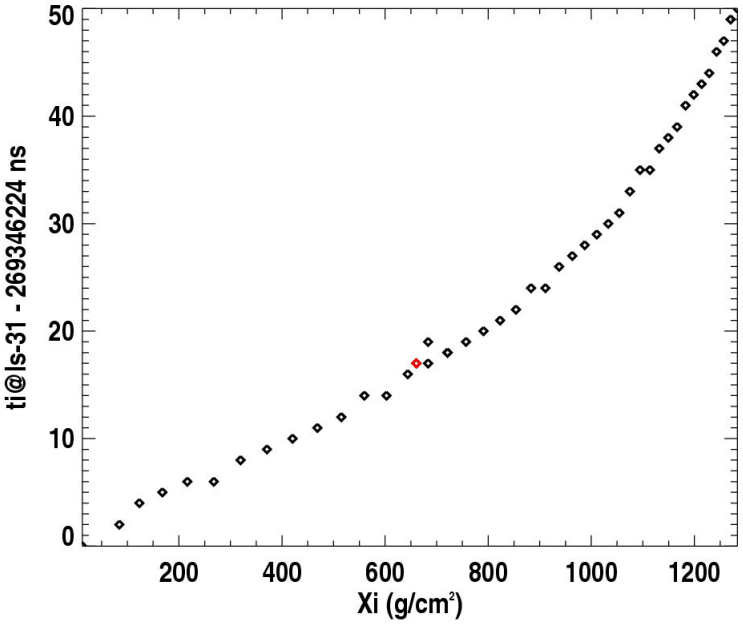


FIG. 5.13 – Temps d'arrivée correspondant à chaque point du profil de la gerbe sur la station AERA 31, auquel a été soustrait 269346224 ns, correspondant au temps minimum, pour plus de lisibilité. Le $X_{\max}$ est indiqué par le losange rouge.

On calcule ensuite l'erreur sur la distance entre le point $M_{\max}$ et le cœur de la gerbe à partir de l'équation 5.1 ; dans cette dernière on utilise les distributions des altitudes et des θ obtenues par tirage Monte-Carlo. On obtient une distribution gaussienne centrée en 17200 ± 300 m. On peut déduire de cette valeur l'erreur associée à la mesure du temps absolu associé au point $M_{\max}$, en la convertissant en temps : $\frac{300}{c/n} = 1$ μs. Les distributions gaussiennes des altitudes du point $M_{\max}$ et des distances $M_{\max}$/cœur sont présentées dans la figure 5.14.

L'étape suivante consiste à calculer l'erreur sur la distance entre le point $M_{\max}$ et les stations AERA à partir de l'équation 5.6. Dans cette dernière, on utilise les distributions gaussiennes des distances du $M_{\max}$ par rapport au cœur, des angles d'arrivée et de la position du cœur de la gerbe. Enfin, on peut calculer l'erreur sur le temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ sur les stations AERA et sur l'erreur obtenue pour le calcul de la différence entre le temps GPS mesuré par les stations AERA et le temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ sur ces dernières. Les distributions obtenues pour la station 134, choisie arbitrairement, sont présentées dans la figure 5.15. Pour celle-ci, on obtient une distribution gaussienne des distances du $M_{\max}$ par rapport à la station 134 centrée en 17500 ± 300 m et une distribution gaussienne de la différence entre le temps GPS mesuré par les stations AERA et le temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ sur ces dernières centrée en -270 ns et une incertitude sur ce calcul de 420 ns.

Pour cet évènement, l'erreur sur le temps de réception calculé sur les stations est presque entièrement due à l'incertitude sur la position du cœur et plus particulièrement sur la position de $y_{\text{cœur}}$:

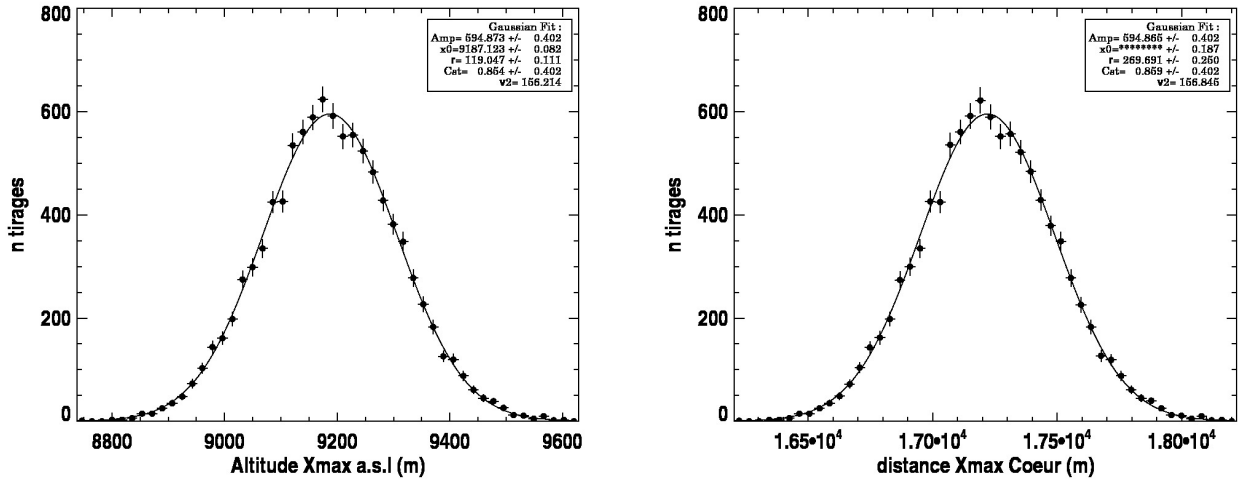


FIG. 5.14 – À gauche : distribution des altitudes du point $M_{\max}$ obtenue en appliquant la fonction de conversion profondeur d'atmosphère/altitude sur 10000 tirages Monte-Carlo basés sur les erreurs sur $X_{\max}$ et sur θ données par le FD. On obtient : 9200 ± 120 m. À droite : distribution des distances entre $M_{\max}$ et le cœur de la gerbe obtenue en appliquant la fonction de conversion altitude/distance X_i-$X_{\text{cœur}}$ sur la distribution précédente et en utilisant la distribution des θ. On obtient : 17200 ± 300 m.

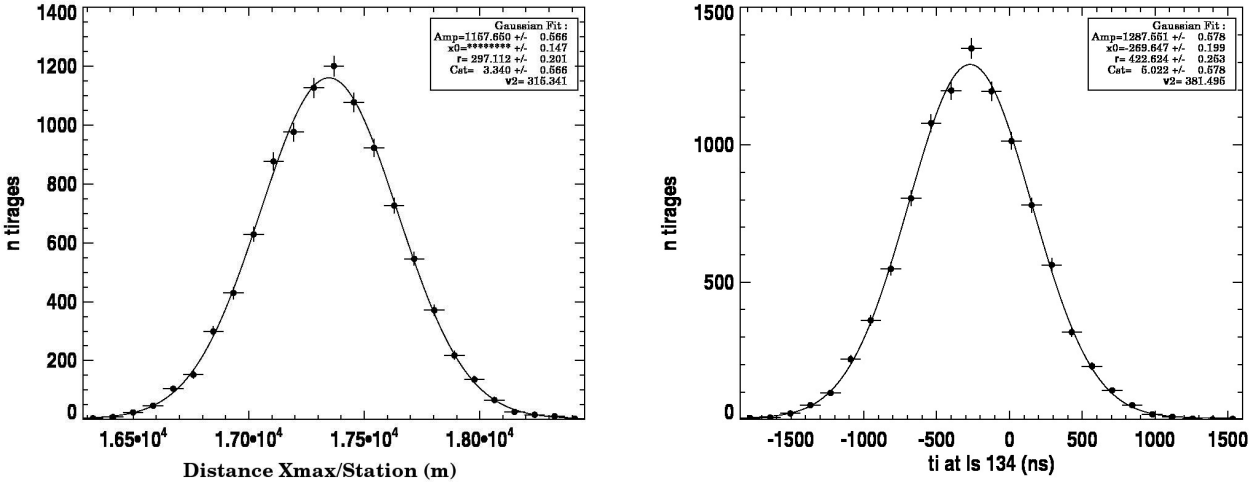


FIG. 5.15 – À gauche : distribution des distances de $M_{\max}$ par rapport à la station 134 calculée en utilisant dans l'équation 5.6 les distributions gaussiennes des distances de $M_{\max}$ par rapport cœur, des angles d'arrivée et de la position du cœur de la gerbe obtenues par tirage Monte-Carlo. À droite : distribution de la différence entre le temps GPS mesuré par les stations AERA et le temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ obtenue en propageant les différentes incertitudes dans l'équation 5.7.

150 m, qui induit individuellement une incertitude de plus de 400 ns sur le temps calculé aux stations. L'erreur induite individuellement par l'incertitude sur la position de $x_{\text{cœur}}$: 50 m est de 40 ns.

L'erreur induite par les incertitudes sur les angles d'arrivée est inférieure à 10 ns. Pour cet évènement l'incertitude sur la valeur de $X_{\max}$ est très faible : 8 g/cm^2. L'erreur induite par cette dernière sur le temps de réception aux stations est inférieure à la nanoseconde.

5.3.4 Résultats pour une station

Dans cette section, on répète les analyses effectuées dans la section 5.2 lors de la comparaison du modèle avec SELFAS. Rappelons que nous utilisons la même station test. On peut tout d'abord comparer δt_i^{31} à la durée du pulse principal mesuré par la station AERA 31. La trace mesurée par cette dernière présente un pulse principal d'une durée d'environ 60 ns. Comme on peut le voir, les ordres de grandeur obtenus pour ces deux valeurs sont similaires. Le fait que la durée du pulse mesuré est plus longue pour les données est certainement dû à la chaîne d'acquisition. Comme nous l'avons dit plus haut, en accord avec les simulations, on fait l'hypothèse que le maximum du champ électrique mesuré par les stations radio a pour origine le signal émis en $X_{\max}$. Le maximum du champ électrique mesuré par la station AERA 31 correspond à un temps GPS de 269345966 ns, calculé avec l'équation suivante : $t_{\text{mes}}^{\text{AERA}} = t_{\text{trigger}}^{\text{AERA}} - t_{\text{position-trigger}}^{\text{AERA}} + t_{\text{max-pulse}}^{\text{AERA}}$ détaillée dans le chapitre 4, page 116. Le temps associé au signal émis en $M_{\max}$ est calculé à 269346241 ns, on obtient donc $t_{\text{mes}}^{\text{AERA}} - t_{\text{i}}^{\text{RD}}$ (ns) = -275 $\pm$ 426 ns. L'erreur sur ce calcul est obtenue en propageant les différentes incertitudes de mesures dans les diverses équations, comme présenté dans la section 5.3.3. Cette incertitude importante est due à celle sur la position du cœur qui est de 150 m en y. Pour plus de précision, il faudrait également connaître l'offset temporel entre AERA et le FD. Il nous est possible de l'estimer, en effet le décalage existant entre le SD et le télescope Coihueco est connu [128], il est de 307 +/- 49 ns et nous avons estimé lors notre recherche de coïncidences SD/AERA que l'offset entre le SD et les stations KIT/BUW est d'environ 500 ns pour AERA-II et 430 ns pour AERA-I. Cela nous permet de calculer un offset AERA-I/Coihueco d'environ 130 ns et AERA-II/Coihueco d'environ 200 ns. Les figures 5.16 et 5.17 présentent la comparaison de la trace mesurée par la station 31 avec le profil longitudinal et sa dérivée en fonction de leurs temps de réception calculés sur la station.

Dans un premier temps, on superpose le profil longitudinal mesuré par le FD, filtré, en fonction des temps de réception des signaux émis en M_i calculés pour la station AERA 31 à la trace mesurée par cette dernière (figure 5.16). Les traces utilisées dans cette partie ne sont pas corrigées de la réponse de la chaîne d'acquisition. Le décalage de -275 ns est visible. Sous l'hypothèse que le signal émis en $M_{\max}$ est la source du maximum du signal radio, en accord avec les résultats de la comparaison avec la simulation, on supprime cet offset afin de superposer le profil longitudinal avec le pulse principal. On peut voir, comme dit plus haut, que δt_i^{31} est du même ordre de grandeur que la durée du pulse.

De même, dans la figure 5.16 on superpose la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas filtrée à la trace mesurée par la station 31 en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe, l'offset de 275 ns étant ignoré.

On peut voir qu'une mise à l'échelle des amplitudes a cette fois encore été nécessaire. Une fois l'offset de 275 ns supprimé, les maxima des signaux obtenus pour les deux traces sont en bon accord. Comme vu plus tôt, la durée du pulse principal mesuré par la station 31 est quelque peu plus longue que la durée attendue du taux de production de particules par unité de profondeur. Les incertitudes sur la position du cœur de la gerbe font que l'erreur sur le calcul des temps de réception des signaux

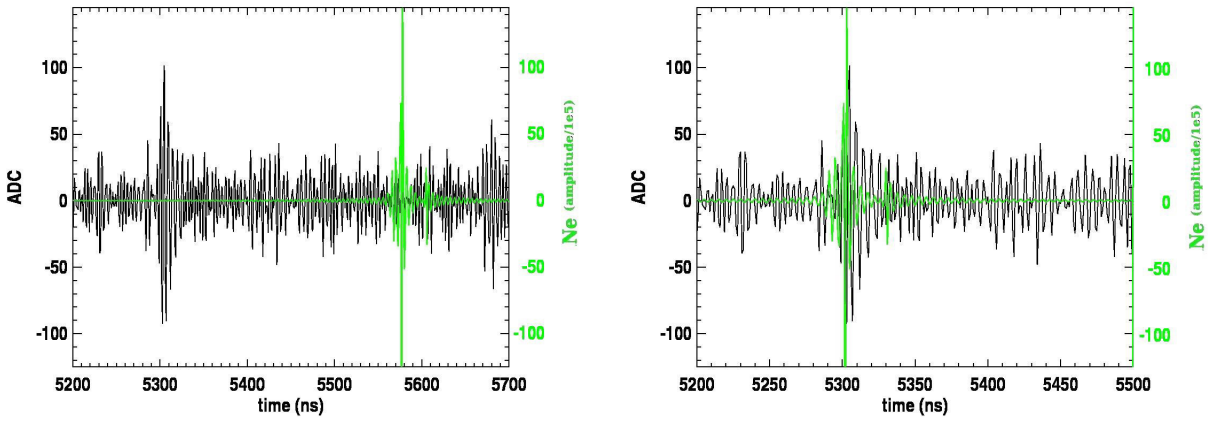


FIG. 5.16 – À gauche : trace ADC mesurée par la station AERA 31 (en noir), filtrée dans la bande 30-80 MHz, en fonction du temps, l'origine de l'axe des abscisses est placée sur le temps correspondant au maximum du signal, pour plus de lisibilité. L'amplitude du signal a été divisée par 100. Le profil longitudinal mesuré par le FD, filtré, est superposé en vert en fonction des temps de réception des signaux émis en M_i par la station AERA 31, le décalage de -275 ns est visible. À droite : cet offset est supprimé afin de superposer le profil longitudinal avec le pulse principal. δt_i^{31} est du même ordre de grandeur que la durée du pulse.

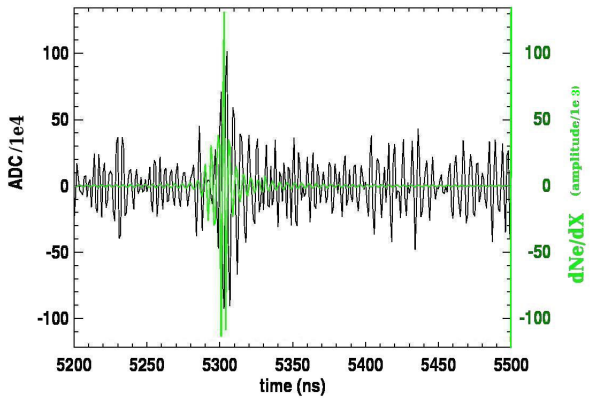


FIG. 5.17 – Trace mesurée par la station AERA 31 (en noir) en fonction du temps, la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas filtrée est superposée en vert. L'offset de 275 ns est ignoré dans cette figure.

émis en M_i est importante. Pour obtenir une estimation plus précise, et conclure sur l'origine du maximum de champ électrique, il faudrait augmenter la contrainte sur la reconstruction du cœur. Ce qui sera peut être possible prochainement à l'aide d'une reconstruction de celui-ci n'utilisant que les stations radio.

5.3.5 Résultats pour l'évènement test

Nous avons vu que le modèle fonctionne pour une station, nous étendons dans cette section l'étude à toutes les stations de l'évènement test.

Afin de calculer les temps associés au signaux émis en M_i sur les 15 stations AERA sélectionnées, il nous faut d'abord connaître les distances séparant les points M_i de ces dernières. On calcule pour cela la position des stations AERA dans le même référentiel que celui du cœur de la gerbe en utilisant l'équation 5.5, comme présenté dans le tableau 5.2. La distance de ces stations à l'axe de la gerbe est également présentée.

LS ID	s_x	s_y	s_z	distance à l'axe (m)
30	153	234,5	5,4	270
31	403,2	246,1	3	424
37	-230	16,9	7,3	193
38	37,5	21	4,8	27
39	279,2	17,3	2,7	241
45	-347,2	-207,4	7,3	372
46	-97,9	-203	5,2	223
47	152,2	-195,3	3,2	235
54	-227,2	-417,5	5,4	470
55	31,7	-410,8	3	418
56	280,7	-423	0.6	471
118	-287,6	444,6	9,9	497
119	92,7	455,6	6,8	455
133	-476,4	128,5	9,6	421
134	-107,3	119,5	6,6	144

TAB. 5.2 – Coordonnées relatives des stations AERA par rapport au cœur particule de la gerbe. Les distances de ces stations à l'axe de la gerbe sont également présentées.

À partir de ces coordonnées, on peut calculer la distance entre un point M_i et une station AERA j. Et enfin comparer les temps mesurés par les stations AERA, $t_{\text{mes}}^{\text{AERA}}$ (voir la section 4.1), aux temps t_i.

Comparaison des temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ et des signaux émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$ avec le maximum des traces radio simulées par SELFAS. Nous avons vu dans la section précédente que le temps de réception du signal émis en $M_{\max}$ sur la station 31 était en très bon accord avec celui du pulse de la trace simulée par SELFAS pour la même station. Nous vérifions cet accord avec les autres stations sélectionnées pour l'évènement test dans la figure 5.18.

Comme on peut le voir dans la figure 5.18, on observe une dépendance linéaire entre le temps du signal émis en $M_{\max}$ ou du $M_{\max}^{\text{prod}}$ prédit par le modèle en fonction du temps du maximum de signal simulé par SELFAS. Dans cet exemple, on peut encore une fois voir que la dissociation de la réception du signal émis en $M_{\max}$ à celui émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$ est compliquée. On étudie également les différences de temps séparant les temps prédits des temps simulés. Ces différences sont faibles que ce soit concernant le $M_{\max}$ ou le $X_{\max}^{\text{prod}}$, elles varient de 4 à 11 ns. Les différences de temps entre les temps simulés et les temps du signal émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$ sont constantes avec la distance à l'axe, on observe une dispersion inférieure à 3 ns. Concernant le $M_{\max}$ la différence évolue avec la distance à l'axe, on obtient des différences de temps plus petites pour les stations les plus éloignées de l'axe. Comme nous l'avons vu au chapitre 1 et décrit dans [29], le $M_{\max}^{\text{prod}}$ pourrait correspondre à la profondeur d'atmosphère pour

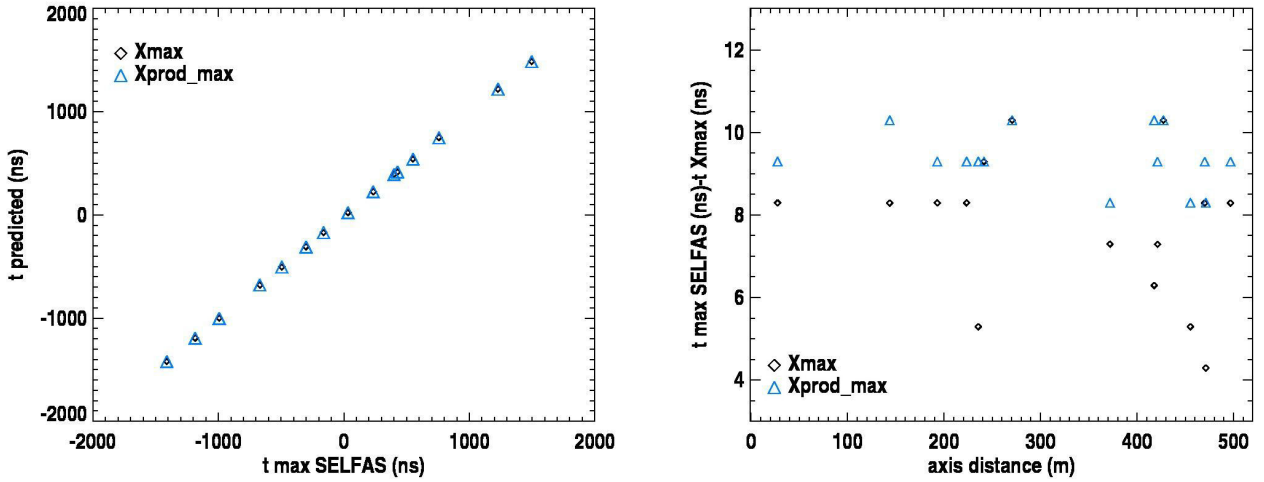


FIG. 5.18 – À gauche : temps du signal émis en $M_{\max}$ et en $M_{\max}^{\text{prod}}$ calculés à partir du modèle décrit dans ce chapitre sur les stations de l'évènement test en fonction des temps des maximum des traces simulées par SELFAS pour le même évènement. À droite : différences entre les temps des maxima des traces simulées par SELFAS et les temps du signal émis en $M_{\max}$ et en $M_{\max}^{\text{prod}}$ calculés sur les stations de l'évènement sélectionné en fonction de la distance à l'axe des stations.

laquelle le champ électrique créé est maximum. Dans cette hypothèse, un comportement stable des différences entre le temps du maximum de champ électrique et le temps du signal émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$ est attendu, de même qu'une dépendance de la différence de temps calculée à partir du signal émis en $M_{\max}$ avec les caractéristiques de la gerbe. Les résultats obtenus dans la figure 5.18 sont en faveur de cette hypothèse. Mais comme nous l'avons vu plusieurs fois la durée séparant la réception des signaux émis en $M_{\max}$ et en $M_{\max}^{\text{prod}}$ calculé sur les stations radio est très brève, il faut donc rester prudent vis-à-vis de notre conclusion.

Comparaison des temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ sur les stations avec les données. La durée séparant la réception des signaux émis en M_{start} et ceux émis en M_{end} sur les stations AERA est très courte, entre le premier et le dernier point du profil, il s'écoule au maximum 52 ns (station 31). Pour les deux stations les plus proches de l'axe de la gerbe (38 et 134) il ne s'écoule pas plus d'une nanoseconde. Comme on peut le voir dans la figure 5.19, on observe une augmentation de la durée séparant la réception des signaux émis en M_{start} et ceux émis en M_{end} sur les stations AERA avec la distance à l'axe de la gerbe. On compare également dans cette figure la durée séparant la réception des signaux émis en M_{start} et ceux émis en M_{end} sur les stations AERA au temps de montée du pulse principal.

On peut voir dans la figure 5.19 que la durée du pulse principal radio est supérieure à la durée de réception des signaux émis en M_i sur les stations AERA hormis pour une station, mais les ordres de grandeur entre les deux observables sont similaires. La durée séparant la réception des signaux émis en M_{start} de ceux émis en M_{end} est plus grande pour les stations AERA les plus éloignées de l'axe de la gerbe. De même, les temps de montée les plus grands sont obtenus pour les plus grandes distances

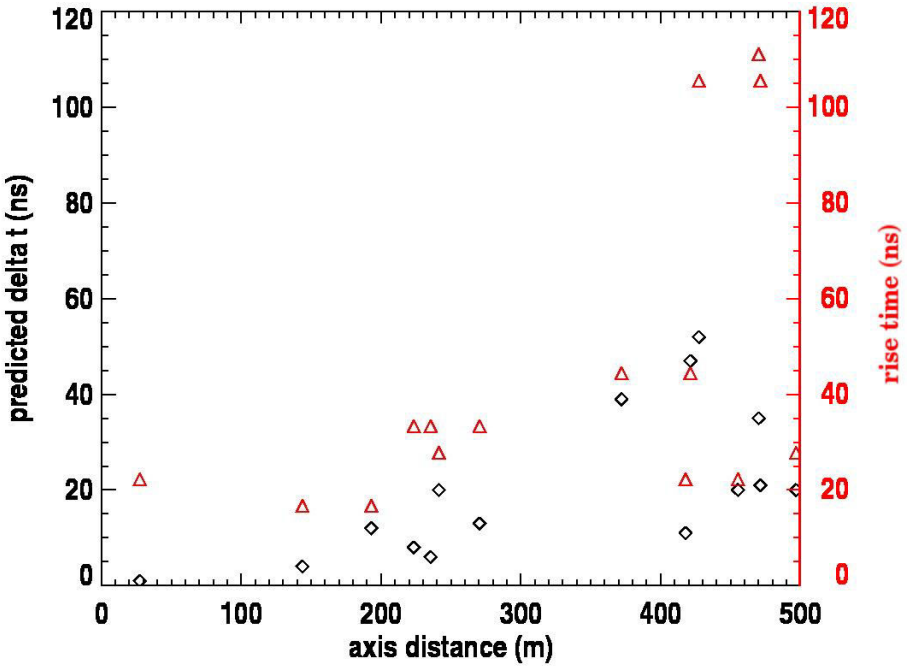


FIG. 5.19 – Durée de réception des signaux émis en M_i sur les stations AERA (losanges noirs) en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, cette durée augmente avec la distance au cœur. Les temps de montée des pulses radio principaux sont également présentés (en rouge) en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

à l'axe.

Comme pour la comparaison avec la simulation, on étudie ensuite la corrélation entre le maximum de champ électrique mesuré par les stations AERA et les temps correspondant au signal émis en $M_{\max}$ calculés à partir du modèle. Cette comparaison est présentée dans le tableau 5.3.

Comme on peut le voir, un décalage de temps moyen $<t_{\text{mes}}^{\text{AERA}} - t_{\text{ij}}^{\text{RD}}\ (ns)>$ de -263 ns avec une dispersion de 7 ns est obtenu. L'incertitude moyenne sur ces différences de temps calculées est de 420 ns, elle oscille entre 420 et 426 ns. Il est donc difficile de d'obtenir une corrélation précise entre le temps associé au maximum du champ électrique et le temps du signal émis en $M_{\max}$ calculé sur les stations AERA.

Les différences obtenues entre le temps du maximum de champ électrique mesuré par les stations et le temps du signal émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$ calculé sur ces dernières sont très proches de celles obtenues précédemment avec le $M_{\max}$ comme on peut le voir dans la figure 5.20. Un écart maximal de 4 ns est obtenu entre $t_{\text{mes}}^{\text{AERA}} - t_{\text{xmax}}^{\text{RD}}$ (ns) et $t_{\text{mes}}^{\text{AERA}} - t_{\text{max-prod}}^{\text{RD}}$ (ns). Il est impossible de les dissocier sur les données.

LS ID	$t_{\text{mes}}^{\text{AERA}}$ (ns)	$t_{\text{xmax}}^{\text{RD}}$ (ns)	$t_{\text{mes}}^{\text{AERA}} - t_{\text{xmax}}^{\text{RD}}$ (ns)
30	269346110	269346388	-277
31	269345966	269346241	-275
37	269345814	269346071	-257
38	269345607	269345869	-261
39	269345402	269345676	-273
45	269345274	269345537	-263
46	269345082	269345342	-259
47	269344905	269345166	-261
54	269344591	269344845	-254
55	269344387	269344652	-264
56	269344164	269344426	-261
118	269345110	269347075	-258
119	269346042	269346804	-262
133	269349488	269346345	-251
134	269345997	269346263	-265

TAB. 5.3 – Comparaison des temps mesurés par les stations AERA sélectionnées avec les temps du signal émis M_{max} calculés aux positions des stations AERA.

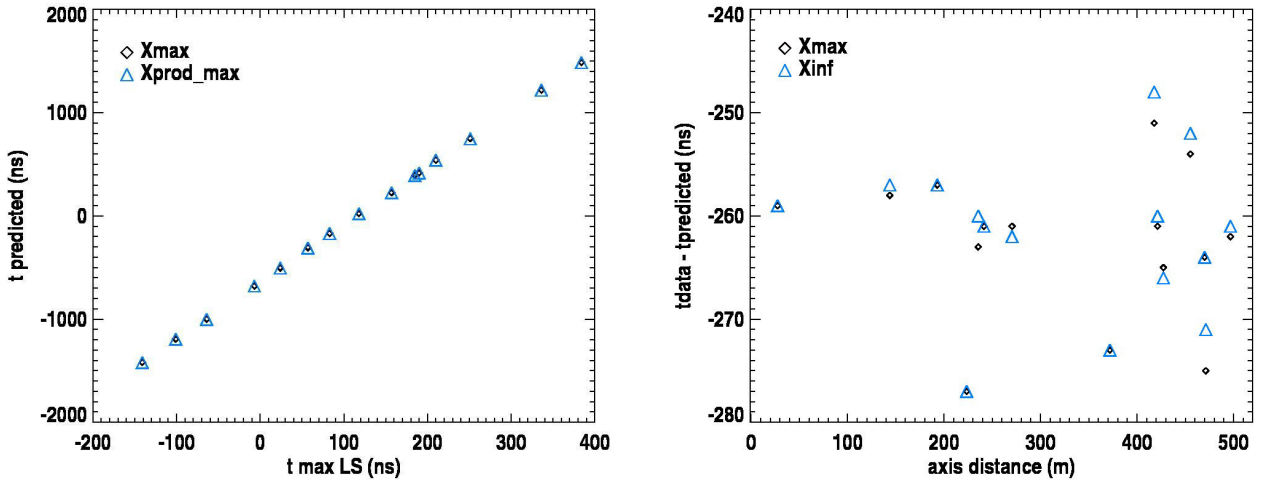


FIG. 5.20 – À gauche : temps du signal émis en M_{max} et en $M_{\text{max}}^{\text{prod}}$ calculés à partir du modèle décrit dans ce chapitre sur les stations de l'évènement test en fonction des temps des maximum de champ électrique mesuré par les stations AERA. À droite : différences entre les temps des maxima des traces simulées par SELFAS et les temps du signal émis en M_{max} et en $M_{\text{max}}^{\text{prod}}$ calculés sur les stations de l'évènement sélectionné en fonction de la distance à l'axe des stations.

5.4 Application de la méthode sur le lot d'évènements hybrides sélectionnés

Dans cette section, on applique la méthode précédemment décrite sur 9 évènements super-hybrides SD-AERA-FD détectés entre novembre 2013 et mars 2014, afin d'étudier la corrélation entre le temps GPS mesuré par les stations AERA et le temps du signal émis en M_{max} calculé sur ces dernières. Ces évènements sont sélectionnés et reconstruits par le RdObserver et sont également sélectionnés par le méthode de sélection des coïncidences SD-AERA présentée dans le chapitre 4. Les caractéristiques

des 9 gerbes données par la reconstruction FD sont présentées dans le tableau 5.4, les différences angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par le FD et celles obtenues avec AERA et le SD sont également présentées.

Evt AERA	Coihueco et/ou HEAT					Distance angulaire moyenne (deg)	
	Evt	$\theta,\ \phi$ (deg)	$x_c,\ y_c$ (km)	E (EeV)	$X_{\max}$ (g/cm^2)	FD/SD	FD/RD
run 100733 ID 89703	5158_1821	56,1 ± 1. 335,4 ± 0,8	-25,41 ± 0,16 14,99 ± 0,08	0,45 ± 0,03	794 ± 12	1,3	2
run 100787 ID 448551	5200_807	47,4 ± 0,8 358,9 ± 0,4	-27,46 ± 0,08 15,62 ± 0,02	0,42 ± 0,04	637 ± 24	1.1	0,9
run 100787 ID 1050938	5207_2728	34,5 ± 1,2 258 ± 2	-26,09 ± 0,4 14,83 ± 0,06	0,3±0,05	739 ± 76	1.3	4,1
run 100792 ID 402195	1522_824	45 ± 0,5 288,4 ± 1,7	-28,14 ± 0,04 15,15 ± 0,05	0,21 ± 0,01	691±11	3,3	1,2
run 100792 ID 407213	1522_2735	41,9 ± 0,9 304,5 ± 1,4	-27,12 ± 0,08 15,07 ± 0,07	0,2±0,01	600 ± 14	2	2,5
run 100792 ID 409122	1522_3683	46,1 ± 0,3 275,2 ± 1,2	-28,06 ± 0,02 14,53 ± 0,03	0,55± 0,05	605±26	2,4	2,5
run 100797 ID 68810	1533_8193	26,05 ± 0,4 226,9 ± 1	-27,76 ± 0,02 15,05 ± 0,01	0,42±0,03	666±8	2,5	0,9
run 100806 ID 64971	1538_190	64,2 ± 2,3 316,4 ± 3,1	-26,88 ± 0,12 14,73 ± 0,37	0,9± 1,3	709±7	0,7	1,2
run 100808 ID 699221	5262_1018	55,4 ± 0,5 265,6 ± 1,6	-28,05 ± 0,04 15,09 ± 0,06	0,34±0,08	856±83	0,7	1,4

TAB. 5.4 – Quelques caractéristiques des évènements sélectionnés.

Seule la corrélation entre le maximum de champ électrique mesuré par les stations radio et les temps du signal émis en $X_{\max}$ calculés sur les stations AERA est étudiée. Nous avons en effet pu voir qu'il est difficile de dissocier dans les données les contributions provenant du $X_{\max}^{\text{prod}}$ de celles provenant du $X_{\max}$. Les résultats de cette comparaison sont présentés dans la figure 5.21.

Sur 10 évènements étudiés, 4 présentent un maximum de champ électrique mesuré par les stations AERA incompatible, dans les barres d'erreur, avec un signal émis en $M_{\max}$. On peut également voir

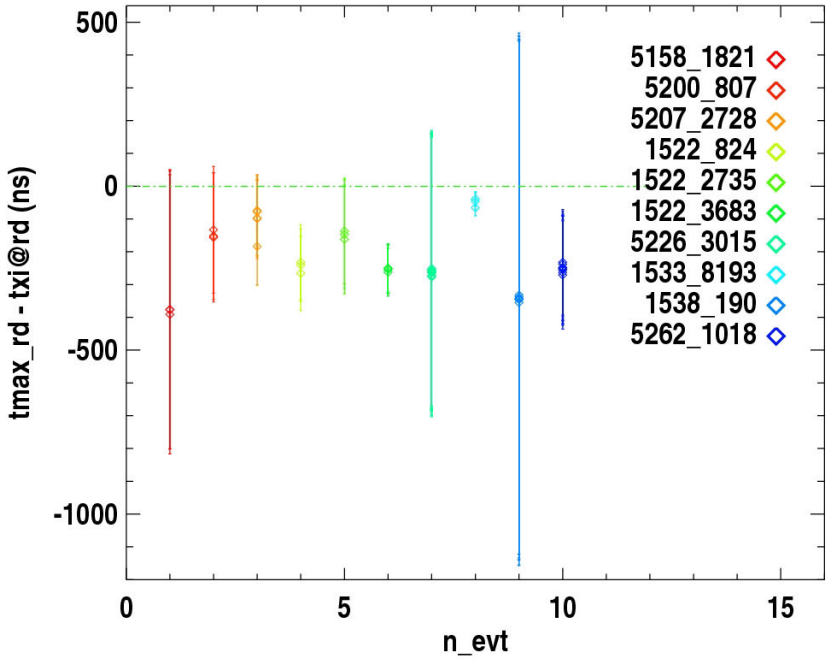


FIG. 5.21 – Différences entre les temps des maxima de champ électrique mesurés par les stations radios et les temps du signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations AERA. Les barres d'erreur calculées avec la même méthode que pour l'évènement test sont présentées. La ligne en pointillés verts indique une différence nulle entre les deux observables : c'est à dire une origine du maximum de champ électrique associée au $M_{\max}$.

que les différences entre les temps des maxima de champ électrique mesurés par les stations radio et les temps correspondant au signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations radio ne sont pas constantes pour les 10 évènements, elles évoluent de -349 ns à -39 ns. Elles sont néanmoins quasiment constantes pour toutes les stations sélectionnées d'un évènement donné.

La dépendance des ces différences de temps avec θ est étudiée dans la figure 5.22. On observe une nette augmentation des différences entre les temps des maxima de champ électrique mesurés par les stations radio et les temps correspondant au signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations radio avec l'angle zénithal θ, un écart de plus de 300 ns est observé entre l'évènement le plus vertical ($\theta = 26{,}4°$) et l'évènement le plus incliné ($\theta = 64{,}2°$). On peut voir que les plus grandes incertitudes sont obtenues pour les gerbes les plus inclinées, ceci est dû à l'erreur sur la reconstruction du cœur par le SD. Cette dépendance en θ laisse à penser que le signal émis en $M_{\max}$ n'est pas la source du maximum de champ électrique mesuré par les stations radio mais reste peu comprise. La même étude a été réalisée pour $M_{\text{prod-max}}$, une très faible différence temporelle, de maximum 14 ns, entre la réception de ce signal sur les stations et celle du signal émis en $M_{\max}$, cela ne change donc pas la dépendance en θ observée. Une plus grande statistique sera nécessaire pour comprendre ces différences de temps et conclure sur l'origine du maximum du champ électrique mesuré par les stations.

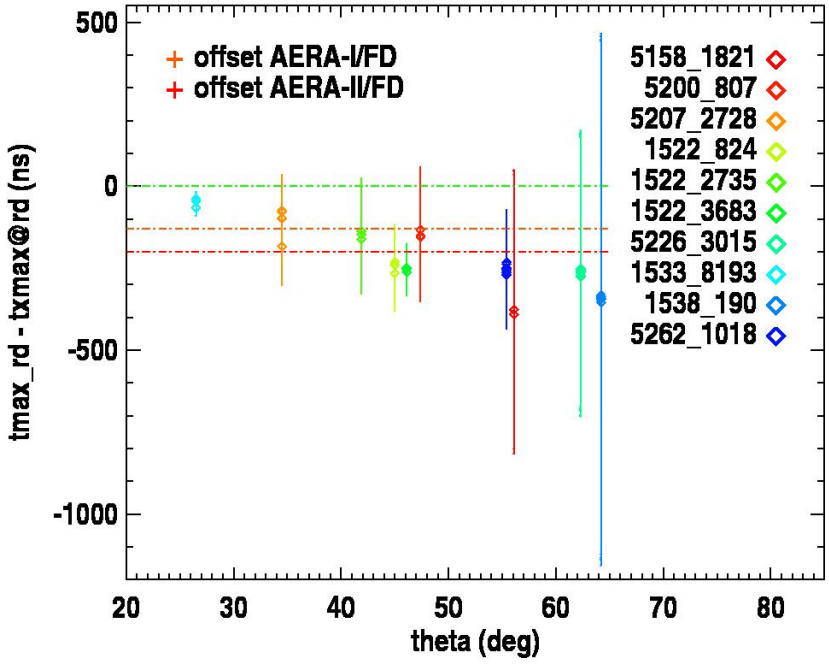


FIG. 5.22 – Différences entre les temps des maxima de champ électrique mesurés par les stations radios et les temps du signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations AERA en fonction de l'angle zénithal des évènements. Les barres d'erreur calculées avec la même méthode que pour l'évènement test sont présentées. La ligne en pointillés verts indique une différence nulle entre les deux observables : c'est à dire une origine du maximum de champ électrique associée au $M_{\max}$.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la pertinence d'un modèle basé sur une relation bijective entre la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe et le champ électrique mesuré par les stations radio. À l'aide d'un modèle purement géométrique simplifié, nous avons calculé le temps d'arrivée du signal émis en tout point de l'axe. Le modèle a été confronté avec succès à SELFAS. Nous avons pu voir que les temps des maxima de signaux radio simulés par SELFAS correspondent à quelques nanosecondes près aux temps du signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations AERA. La même étude a été réalisée avec le signal émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$, les temps de réception sur les stations AERA associés à ces derniers sont très proches de ceux calculés pour le signal émis en $M_{\max}$. Un écart maximal de 11 ns est observé. Il est donc difficile de dissocier les contributions de l'une ou de l'autre de ces observables et donc de conclure sur le fait que l'origine du maximum de champ électrique est dû au signal émis en $M_{\max}$ ou au signal émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$. Ces deux observables sont en effet compatibles pour l'évènement test.

Le modèle a ensuite été comparé aux données, et plus précisément à 10 évènements super-hybrides. Nous avons vu que la différence entre le temps du maximum de champ électrique mesuré par les stations radio et les temps correspondant au signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations AERA varie de -349 à -39 ns à un éventuel offset près. En effet, comme c'est le cas entre le SD et AERA ou entre

le SD et le FD, un offset constant dû à l'électronique existe certainement entre le FD et AERA. Ce dernier devrait, pour plus de précision, être mesuré par une méthode indépendante de l'étude effectuée dans ce chapitre. Une augmentation des écarts temporels observés pour les 10 évènements avec θ est observée. Une plus grande statistique sera nécessaire pour comprendre cette tendance.

Cette étude a permis d'observer la corrélation entre le profil longitudinal mesuré par le FD et les stations AERA. Nous avons pu observer le déroulement de la réception des signaux émis sur l'axe de la gerbe sur les stations radio et avoir une estimation de la durée du phénomène en fonction de la distance à l'axe. Cette estimation nous donne une indication de la précision temporelle à atteindre, de l'ordre de la nanoseconde, afin d'être capable de relier le maximum de champ électrique mesuré par un observateur à un instant du développement de la gerbe dans l'atmosphère, ce qui permettrait de contraindre la nature du primaire.

La prochaine étape de cette analyse et d'appliquer la méthode réciproque : à partir du temps GPS mesurés par les stations radio et de la direction d'arrivée de la gerbe donnée par le SD, trouver les valeurs de $X_{\max}$ qui minimisent l'écart entre les temps prédits par le modèle et ceux donnés par les stations. Cette méthode est en cours d'étude.

Le modèle géométrique simple utilisé dans ce chapitre démontre que le signal radio émis par les gerbes peut être considéré comme une image du profil longitudinal. Le signal radio est donc sensible à la nature du rayon cosmique primaire.

Conclusion

Tout au long de ce manuscrit, nous avons pu voir que l'enjeu actuel de l'étude des rayons cosmiques concerne l'identification de la nature des particules primaires aux énergies extrêmes. L'étude de la nature des rayons cosmiques peut se faire à partir de l'analyse du nombre de muons détectés par les réseaux de surface au sol, ou plus directement à partir de l'étude du développement longitudinal de la gerbe dans l'atmosphère. Pour étudier ce dernier, la technique la plus employée consiste à mesurer avec des télescopes UV la lumière de fluorescence créée par la désexitation des molécules d'azote préalablement excitées par le passage de la gerbe. Cette mesure donne accès au nombre de particules présentes dans celle-ci, et notamment à la profondeur d'atmosphère à laquelle se trouve le maximum de particules créées, $X_{\max}$, sensible à la nature du rayon cosmique primaire. L'inconvénient de cette technique est son faible cycle utile ($\simeq$ 14 %). Comme nous l'avons vu au premier chapitre, les simulations montrent que le champ électrique émis par les gerbes donne également une mesure du profil longitudinal. Ces observations et le cycle utile de la radio détection des gerbes atmosphériques, proche de 100 %, en font une technique prometteuse pour l'étude de la nature des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

La radio détection des gerbes atmosphériques dans le MHz, née dans les années 1960 a vu son développement freiné par les limitations technologiques. Les connaissances de l'époque avaient néanmoins déjà mis en lumière les mécanismes principaux responsables de l'émission du champ électrique par les gerbes. Avec l'apparition de l'électronique rapide, les années 2000 ont permis de relancer l'intérêt de la communauté pour cette technique avec les expériences CODALEMA et LOPES. L'observatoire Pierre Auger accueille quant à lui des réseaux de radio détection depuis le milieu des années 2000 : tout d'abord RAuger en 2006, un réseau complétement autonome en déclenchement et en alimentation, qui fût le premier pas vers l'élaboration d'un réseau de radio détection grande échelle ; puis MAXIMA en 2007 et enfin AERA en 2010. Ce dernier a pour objectif principal d'étudier les performances d'un réseau de stations radio grande échelle dans la caractérisation des rayons cosmiques primaires, puis de les confronter aux techniques plus communément utilisées. La première étape a consisté à étudier les mécanismes d'émission du champ électrique. Les expériences CODALEMA et RAuger avaient déjà confirmé la dominance de l'effet géomagnétique et le décalage du cœur radio par rapport au cœur particule observé dans les données CODALEMA confrontées au code de modélisation SELFAS a permis d'obtenir la première indication expérimentale de la présence d'un mécanisme secondaire à l'effet géomagnétique, radial selon l'axe de la gerbe, comme c'est le cas pour l'excès de charge. Les études de la polarisation du champ électrique mesuré par les stations AERA et MAXIMA ont permis d'effectuer une avancée majeure dans la compréhension de ce mécanisme secondaire, avec l'aide des progrès réalisés en modélisation du champ électrique émis par les gerbes. La présence de l'excès de charge a été confirmée et quantifiée à l'observatoire Pierre Auger où une proportion moyenne de 14 % est calculée. Nous avons vu que le champ électrique émis par les gerbes est sensible à l'énergie du primaire et qu'il permet de reconstruire sa direction d'arrivée. De plus l'empreinte radio mesurée au sol est plus

importante pour les gerbes inclinées qui sont difficilement mesurables avec les réseaux de surface. Il reste désormais à trouver une observable radio sensible à la nature du rayon cosmique primaire et qui peut être mesurée avec efficacité. Pour cela la radio détection doit faire face à son principal défi : la suppression du bruit de fond qui constitue la grande majorité des données.

C'est dans cette optique que s'est inscrite la première partie de cette thèse. Les données mesurées par RAuger en déclenchement autonome ont été étudiées afin de comparer les évènements identifiés comme gerbes (vus en coïncidence par le SD et RAuger), aux évènements bruit de fond dans le but de mettre en lumière une ou plusieurs observables discriminantes. Cette comparaison a été effectuée dans le domaine fréquentiel avec un succès mitigé, un nombre non négligeable de traces gerbe avaient en effet été supprimé. L'analyse a ensuite été effectuée dans le domaine temporel, où une méthode permettant de rejeter environ 90 % du bruit de fond des données de RAuger a été développée. La proportion de traces gerbe sélectionnées est quant à elle très satisfaisante, seule 1 trace sur les 95 étudiées a été supprimée, cette dernière était de très mauvaise qualité. Au vu de l'efficacité de la méthode, et sachant que les stations radio CODALEMA-III sont identiques aux stations RAuger-II, la méthode a été testée sur celles-ci. Pour les données CODALEMA-III, la méthode supprime environ 94 % du bruit de fond et sélectionne tous les évènements gerbe, elle a donc été installée au niveau 2 de la chaîne d'acquisition de ces stations.

Comme nous l'avons vu dans ce manuscrit, les déclenchements autonomes sont dominés par du bruit de fond d'origine humaine, cette technique nécessite l'application d'algorithmes de réjection du bruit de fond au plus bas niveau de déclenchement. De même, les données en déclenchement externe sont elles aussi dominées par du bruit de fond. En effet lors de la requête de déclenchement externe, les stations radio peuvent être situées trop loin de l'axe de la gerbe pour mesurer l'évènement déclencheur. Des méthodes de sélection des coïncidences entre AERA et les autres détecteurs doivent donc être également développées. La majorité des coïncidences observées sont des évènements hybrides SD-AERA. La deuxième partie de cette thèse a consisté à l'élaboration d'une méthode de sélection des ces dernières. Habituellement, le groupe AERA utilise l'environnement de reconstruction des données officiel de la collaboration Pierre Auger, $\overline{\text{Off}}\underline{\text{line}}$, afin de sélectionner les coïncidences. Nous avons voulu tester la possibilité d'effectuer cette sélection au plus bas niveau de la reconstruction des données afin de développer une méthode rapide, nécessitant peu de ressources informatiques. Nous avons pour cela utilisé les listes officielles d'évènements SD sélectionnés, dans lesquelles sont indiqués tous les paramètres de la gerbe nécessaires à la sélection (direction d'arrivée, position du cœur de la gerbe, temps GPS associé à ce dernier). Pour les données AERA, une lecture minimale est nécessaire, celle-ci est réalisée avec la librairie aevread qui permet de lire les données brutes. Trois étapes de sélection sont appliquées sur les évènements hybrides : la compatibilité temporelle sur les deux réseaux pour une gerbe donnée est d'abord vérifiée, seuls les évènements présentant une forte corrélation entre les temps d'arrivée de la gerbe sur le SD et les temps d'arrivée sur AERA sont sélectionnées. Nous avons montré à partir de cette étude qu'un offset constant est présent entre le SD et AERA, certainement dû à l'électronique comme c'est le cas entre le FD et le SD. La qualité des traces est ensuite analysée à l'aide du temps de montée du pulse principal et enfin, l'accord entre la direction d'arrivée obtenue à partir des données AERA et celle reconstruite par le SD est vérifié. Les coïncidences sélectionnées ont été comparées à deux autres méthodes de sélection, le taux de recouvrement avec ces dernières est de 53 % et 93 %. Notons que le taux de recouvrement entre ces deux études est lui aussi d'environ 50 %. Un très bon accord avec la seconde étude est obtenu, des coïncidences supplémentaires ont également été sélectionnées. Pour AERA-I, un taux de 3,3 coïncidences par jour est obtenu ; pour AERA-II, il est de 6,3 coïncidences par jour, en bon accord avec les résultats du RdObserver. À partir de ces

coïncidences, nous avons étudié une potentielle dépendance du temps de montée du pulse principal avec les caractéristiques de la gerbe. En effet, comme la présence de temps de montée court apparaît comme une signature des évènements gerbes nous nous attendions à une évolution de celui-ci avec les paramètres de la gerbe. Aucune dépendance significative n'a été observée. Seule une dépendance au SNR des traces mesurées en radio existe : on observe une diminution des temps de montée avec l'augmentation des valeurs de SNR, confirmant l'utilité de cette observable comme critère de qualité des traces. Le développement de cette méthode de sélection a également permis de mettre en lumière le dysfonctionnement d'un module de suppression des RFIs qui avait pour conséquence l'envoi de mauvais temps GPS par les stations lors leur déclenchement en autonome.

Enfin, à l'aide d'un modèle géométrique simple, nous avons montré que le signal radio émis par les gerbes peut être considéré comme une image du profil longitudinal, impliquant la sensibilité de la radio détection des gerbes atmosphériques à la nature du primaire. L'idée du modèle consiste à calculer le signal émis en un point de l'axe de la gerbe vu par un observateur au sol. Deux origines de ce signal ont été étudiées : l'évolution du nombre de particules de la gerbe en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée (correspondant à la fonction de Gaisser-Hillas) et le taux de production de particules en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée (correspondant à la dérivée de la fonction de Gaisser-Hillas). Nous avons montré que le signal obtenu à partir de ce dernier engendrait la détection au sol d'un pulse bipolaire, comme c'est le cas pour le champ électrique par les stations radio en pleine bande. Ce signal bipolaire, une fois filtré, a été comparé avec une simulation SELFAS du même évènement. On a vu que les deux signaux sont en bon accord temporel (leur maxima coïncident à 4 ns près), les durées de ces signaux sont également très proches. La comparaison du modèle avec SELFAS a montré que le maximum de champ électrique pouvait être dû au signal émis en $M_{\max}$, comme à celui émis en $M_{\max}^{\text{prod}}$. En effet les deux signaux sont reçus au niveau des stations radio avec un écart inférieur à 10 ns. Cette étude donne une estimation de la précision à atteindre pour la datation du champ électrique mesuré pour dissocier les deux contributions expérimentalement, qui doit être de l'ordre de la nanoseconde. Après la validation du modèle avec SELFAS, une comparaison avec les données a été effectuée. Nous avons montré que les erreurs sur les temps de réception des signaux émis sur l'axe de la gerbe sont très élevées principalement en raison des incertitudes sur la position du cœur. La mesure précise de la corrélation entre le profil longitudinal et le champ électrique nécessite une reconstruction précise du cœur de la gerbe. Ceci pourra peut être être atteint prochainement par une méthode de reconstruction purement radio. Il sera également nécessaire de mesurer précisement le décalage temporel constant entre le FD et AERA engendré par les différences d'électronique.

La possibilité de trouver les valeurs du $X_{\max}$ à partir du temps du maximum du signal radio et de la géométrie de la gerbe (axe, position du cœur) donnée par le SD est étudiée actuellement. L'idée est de trouver la valeur de $X_{\max}$ qui minimise pour un évènement donné les écarts entre les temps des signaux mesurés par AERA et les temps du signal émis en $M_{\max}$ calculés par le modèle sur les stations AERA sélectionnées pour l'évènement.

Les résultats obtenus dans le dernier chapitre sont très encourageants quant à la possibilité de mesurer prochainement le $X_{\max}$ ou le $X_{\max}^{\text{prod}}$ avec AERA et donc avec un cycle utile proche de 100 % permettant d'augmenter significativement la statistique. Notons que l'expérience LOFAR mesure d'ores et déjà le $X_{\max}$ à 20 g/cm^2 près.

De nouvelles voies de mesure du champ électrique émis par les gerbes sont actuellement explorées. Afin d'avoir la vision la plus complète possible du phénomène, de nouveaux instruments sont développés avec pour objectifs d'étudier les hautes et basses fréquences, ainsi que la polarisation verticale

du champ électrique. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, une empreinte radio importante au sol est attendue à ces fréquences, de même que pour les gerbes inclinées pour lesquelles une forte composante verticale du champ électrique est attendue. L'expérience EXTASIS, développée à Subatech, sera prochainement installée à Nançay afin d'étudier les basses fréquences et la polarisation verticale. L'expérience pourra également permettre de mesurer le signal de mort subite décrit dans la section 1.3.1. Les mesures préliminaires de spectres effectuées à Nançay sont très encourageantes. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, de nouveaux instruments sont également développés au sein du réseau AERA où les mesures des gerbes inclinées et des basses fréquences sont explorées. Deux types d'antennes permettant la mesure de la polarisation verticale du champ électrique sont testés. Une statistique importante sera nécessaire pour tester les performances de ce type de détecteurs.

Annexe A

A.1 Étude des T3-10 s pour les runs 100217 à 100219

Run 100217. Started at 11h56 UTC on November 29 2012 and stopped at 09h16 UTC on November 30 2012. The nanoseconds were set to 500000000 for the 10 s-T3s. This run contains 2 files. In table A.1 is shown the general information of run 100217, the behavior of the stations during the run is shown in table A.3.

file ID	Number of events	Number of requested min bias T3s	Number of 10 s-T3s T3s on time	Number of unsatisfied requests	Number of events without data
1	2999	2146	2115 (98.56%)	31 (1.44%)	31
2	2999	1607	1595 (99.25%)	12 (0.75%)	12

TAB. A.1 – General information of run 100217 : the number of requested minimum bias T3s, the proportion of satisfied and unsatisfied requests found in data and the number of minimum bias T3s with no data at all.

number of empty stations	7	8	9	10	11	12	more than 12
file 1 - number of minbias T3s (%)	86.05	10.45	0.57	0.28	0.05	0	2.6
file 2 - number of minbias T3s (%)	83.95	13.42	1.69	0.63	0.19	0.12	0

TAB. A.2 – Fraction of stations without data during the run 100217.

Run 100218. Started at 09h19 UTC on November 30 2012. In table A.4 is shown the general information of the run 100218, the behavior of the stations during the run is shown in table A.6.

Run 100219. Started at 06h10 UTC on December, 1 with minimum bias T3s nanosecond set to 500000000 ns, stopped at 13h48 UTC on December, 5 to install new LS software. In Figure A.1 is

stations ID	LS 1	LS 2	LS 4	LS 7	LS 8	LS 11	LS 12	LS 14	LS 15	LS 16
file 1 - empty stations (%)	3.31	0.80	0.33	2.84	0.14	2.74	2.69	2.79	3.07	0.05
file 2 - empty stations (%)	2.19	0.56	0.06	1.13	0.12	0.94	0.06	0.31	1.81	0.38

stations ID	LS 17	LS 18	LS 19	LS 20	LS 21	LS 22	LS 23
file 1 - empty stations (%)	0.24	1.94	1.51	2.74	0.43	3.92	0.28
file 2 - empty stations (%)	0.12	2.63	2.19	1.94	0.12	5.27	0.19

Tab. A.3 – Behavior of German stations during the run 100217.

file id	Number of events	Number of requested min bias T3s	Number of min bias T3s on time	Number of unsatisfied requests	events with no data at all
1	2999	2165	2148 (99.21 %)	17 (0.78%)	17
2	2999	2121	2104 (99.2%)	17 (0.8%)	17
3	1141	824	818 (99.27%)	6 (0.73%)	6
4	12	10	10 (100.%)	0 (0%)	0

Tab. A.4 – General information of run 100218 : the number of requested minimum bias, the proportion of satisfied and unsatisfied requests found in data and the number of minimum bias T3s with no data at all.

number of empty stations	7	8	9	10	11	f12	more than 12
file 1- number of minbias T3s (%)	93.90	3.4	1.49	0.74	0.33	0.05	0.09
file 2- number of minbias T3s (%)	74.86	11.98	6.42	4.66	1.47	0.57	0.05
file 3- number of minbias T3s (%)	85.94	11.	2.32	0.61	0.12	0	0
file 4- number of minbias T3s (%)	90.	10.	0	0	0	0	0

Tab. A.5 – Fraction of stations without data during the run 100218.

shown the general information of run 100219 and the behavior of the stations.

For these three runs, a majority of 10 s-T3 requests on time are satisfied, except for the end of the run 100219, the values are very close to 100 %. Nevertheless, for the runs 100217 and 100218 the array is unstable, there is an important number of stations without data. During this period, there were some problems with the RAID and a lot of stations were unstable and often stopped.

stations ID	LS 1	LS 3	LS 6	LS 7	LS 10	LS 11	LS 13	LS 14	LS 15	LS 16
file 1- empty stations (%)	3.49	0.32	0.28	0.47	0.41	0.28	0.28	0.37	0.28	0.33
file 2- empty stations (%)	13.93	1.33	0.71	1.57	1.23	1.42	0.57	1.14	2.	1.05
file 3- empty stations (%)	2.69	0.61	0.24	1.1	0.24	0.37	0.61	0.24	1.22	0.12
file 4- empty stations (%)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

stations ID	LS 17	LS 18	LS 19	LS 20	LS 21	LS 22	LS 24
file 1- empty stations (%)	0.09	0.88	0.84	1.02	0.33	0.56	0.7
file 2- empty stations (%)	0.76	3.42	3.1	1.76	0.76	4.66	8.41
file 3- empty stations (%)	0	2.32	2.57	1.47	0.12	3.79	0.24
file 4- empty stations (%)	0	10	0	0	0	0	0

Tab. A.6 – Behavior of German stations during the run 100218.

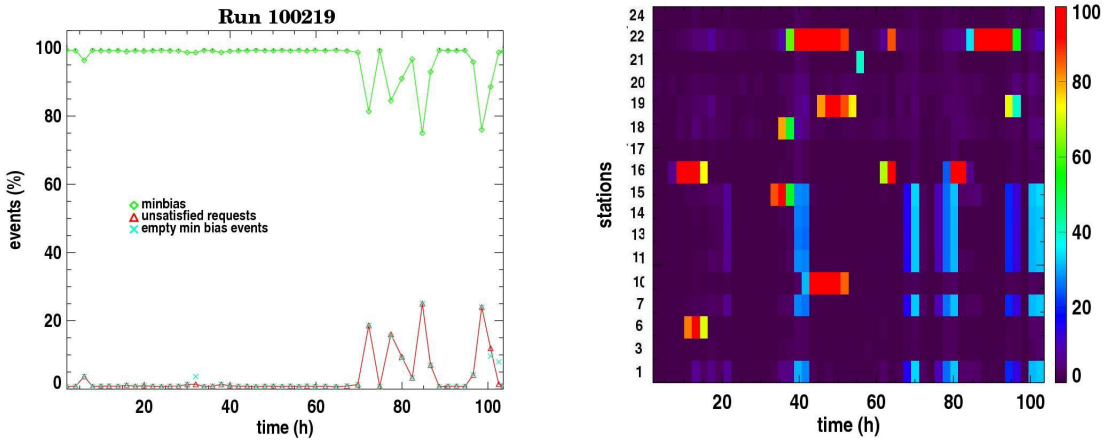


Fig. A.1 – Left : general information of run 100219, in green the proportion of minimum bias events on time in data, in red the proportion of unsatisfied requests and in blue the proportion of minimum bias events with no data at all. Right : behavior of the KIT/BUW stations during run 100219, the color scale indicates, by steps of 2 hours, the fraction of time during which a station was silent to the 10 s-T3 requests (red for a station silent during 2 hours, black for a station responding in time to the10 s-T3 requests).

Table des figures

1.1 Spectre en énergie des rayons cosmiques (toutes particules) . . . 7
1.2 Spectre en énergie des rayons cosmiques (toutes particules) à partir de 3.10^{18} eV . . . 9
1.3 Évolution de l'énergie des protons en fonction de la distance à la source en Mpc, lors de perte d'énergie par production de pions. . . . 9
1.4 Taux de corrélation des rayons cosmiques détectés par l'observatoire Pierre Auger avec une énergie supérieure à 55 EeV avec les AGNs du catalogue VCV . . . 10
1.5 Comparaison des directions d'arrivée de 69 rayons cosmiques avec les cartes d'AGNs et de galaxies issues des catalogues Swift-BAT et 2MRS . . . 11
1.6 Excès d'évènements d'énergie supérieure à 55 EeV dans la direction de Centaurus A . 11
1.7 Directions d'arrivée des évènements d'énergie supérieure à 57 EeV détectés par TA . . 12
1.8 $X_{\max}$ mesurés par plusieurs expériences en fonction de l'énergie . . . 13
1.9 Proportion de rayons cosmiques survivant à une propagation sur la distance entre la source et la Terre . . . 14
1.10 $X_{\max}$ et $\sigma(X_{\max})$ mesurés par Auger en fonction de l'énergie . . . 14
1.11 $X_{\max}$ mesurés par TA en fonction de l'énergie . . . 15
1.12 Diagramme de Hillas . . . 17
1.13 Longueurs d'atténuation due aux pertes d'énergie par production de pions et création de paires e^+, e^- pour les protons . . . 19
1.14 Développement d'une gerbe hadronique dans l'atmosphère . . . 21
1.15 Référentiel d'étude des gerbes au sol . . . 22
1.16 Illustration du profil longitudinal et du profil latéral d'une gerbes . . . 24
1.17 Illustration de l'effet géomagnétique et de la polarisation induite par ce dernier au sol 28
1.18 Distribution des directions d'arrivée d'évènements vus par CODALEMA . . . 28
1.19 Diagrammes de Feynman des effets Compton, Bhabha et Moeller . . . 29
1.20 Illustration de l'excès de charge et de la polarisation induite par ce dernier au sol . . . 29
1.21 Illustration du champ électrique mesuré au sol dû à la superposition des polarisations engendrées par l'effet géomagnétique et l'excès de charge . . . 30
1.22 Positions relatives des cœurs radio par rapport aux cœurs particules pour 315 gerbes CODALEMA . . . 31
1.23 Frise chronologique des codes de simulation du champ électrique par les gerbes . . . 33
1.24 Carte de l'observatoire Pierre Auger . . . 36
1.25 Photographie annotée d'une cuve Chrenkov. . . . 37
1.26 Exemple d'un évènement détecté par le réseau de surface . . . 37
1.27 Baie d'un site de télescopes à fluorescence . . . 38
1.28 Photographie d'un télescope à fluorescence . . . 39

1.29 Exemple d'un évènement détecté par les télescopes à fluorescence Coihueco 39
1.30 Photographie de HEAT et carte d'AMIGA 40
1.31 Photographie des trois expériences de radio détection des gerbes dans le GHz à l'observatoire Pierre Auger 41
1.32 Frise chronologique des expériences de radio détection 42

2.1 Configuration de l'expérience RAuger 47
2.2 Configuration et photographie d'une station RAuger 47
2.3 Schéma de la chaîne d'acquisition de RAuger-I 49
2.4 Taux de déclenchement des trois stations RAuger en fonction du temps UTC pour deux journées types 50
2.5 Variation journalière du champ électrique terrestre de novembre 2007 à janvier 2009 à l'observatoire Pierre Auger. 51
2.6 Reconstruction des directions d'arrivée des 65 coïncidences RAuger-I/SD 52
2.7 Corrélation entre l'amplitude du champ électrique mesuré par RAuger-I et le SD . . . 52
2.8 Directions d'arrivée des coïncidences RAuger-II/SD 53
2.9 Comparaison des rapports des amplitudes NS/EO des 95 traces détectées par RAuger-II en coïncidence avec le SD avec la valeur attendue de l'effet géomagnétique 54
2.10 Trajectoire d'avion détectée par RAuger-II 54
2.11 Plan du réseau MAXIMA 55
2.12 Carte d'AERA au cours de l'année 2014 57
2.13 Spectres mesurés sur le site d'installation d'AERA de 1 à 120 MHz pour les polarisations horizontale et verticale 58
2.14 Spectres mesurés, après application d'un filtre passe-bande entre 30 et 80 MHz, sur le site d'installation d'AERA de 1 à 120 MHz pour les polarisions horizontale et verticale 59
2.15 Photographies des antennes Butterfly, LPDA et SALLA 60
2.16 Repère sphérique, centré sur l'antenne, utilisé pour le calcul de la hauteur effective . . 62
2.17 Hauteurs effectives obtenues à partir de simulations pour les deux polarisations de la LPDA pour une fréquence arbitraire de 75 MHz 62
2.18 Hauteurs effectives simulées en fonction de la fréquence et temps de propagation de groupe simulé pour les trois antennes au zénith 63
2.19 Réponses des trois antennes à un signal transitoire dans le domaine temporel 64
2.20 Spectres mesurés simultanément par les antennes Butterfly, LPDA et SALLA à l'observatoire de Nançay durant 4 jours 65
2.21 Bruit interne aux antennes Butterfly, LPDA et SALLA 66
2.22 Spectres mesurés par l'antenne Butterfly avec et sans bloc analogique 67
2.23 T1 des numériseurs Nikhef/RU 70
2.24 Mesure de la polarisation verticale du champ électrique à l'observatoire Pierre Auger . 72
2.25 Captures d'écran issues du GUI et de son module Amonit 73
2.26 Étude des déclenchements T3-10 s pour le run 100220 76
2.27 Illustration du vecteur champ électrique dû à l'effet géomagnétique mesuré par une station radio 80
2.28 Illustration du vecteur champ électrique dû à l'excès de charge mesuré par une station radio 81
2.29 Paramètre R en fonction de l'angle d'observation pour MAXIMA et AERA 81
2.30 Comparaison donnée/simulation (SELFAS) du paramètre R avec et sans excès de charge 83

2.31 Illustration de l'angle de polarisation 84
2.32 Schéma illustratif du calcul de l'angle de polarisation 86
2.33 Comparaison de l'angle de polarisation mesuré avec l'angle de polarisation attendu pour une émission purement géomagnétique du champ électrique par les gerbes 88
2.34 Comparaison de l'angle de polarisation mesuré et l'angle de polarisation attendu pour une émission du champ électrique par les gerbes avec une proportion moyenne de 14 % d'excès de charge 88

3.1 Évènement détecté par une station de RAuger-II 93
3.2 SNR en polarisations EO et NS de l'échantillon d'évènements bruit de fond 95
3.3 Exemple de distribution de SNRs 96
3.4 SNRs obtenus pour l'échantillon gerbe 96
3.5 Traces de l'échantillon gerbe rejetées par la méthode fréquentielle de suppression du bruit de fond 98
3.6 Exemple de fonctions cumulatives 99
3.7 Étapes de calcul du temps de montée 100
3.8 Moyennes des temps de montée pour différentes limites supérieures de calcul de ce dernier 101
3.9 Moyennes des temps de montée pour différentes limites supérieures de calcul de ce dernier 102
3.10 Carte 3D des valeurs moyennes des temps de montée en fonction de la bande de fréquence utilisée pour le filtrage 104
3.11 Carte 2D des amplitudes des traces étudiées entre 900 ns et 1400 ns 105
3.12 Distributions des temps de montée pour les traces bruit de fond et gerbe (RAuger) . . 106
3.13 Corrélation entre les limites supérieure et inférieure du calcul du temps de montée (RAuger) 106
3.14 Trace rejetée par la méthode temporelle 107
3.15 Exemple de fonctions cumulatives construites à partir des données CODALEMA . . . 108
3.16 Histogrammes des temps de montée pour les échantillons gerbe et bruit de fond (CODALEMA) 109
3.17 Corrélation entre les limites supérieure et inférieure du calcul du temps de montée (CODALEMA) 110
3.18 Carte du réseau CODALEMA indiquant les taux de suppression du bruit de fond par la méthode du temps de montée 111

4.1 Illustration de l'arrivée d'une gerbe sur le SD et AERA 116
4.2 Définition des quantités nécessaires au calcul du temps mesuré par une station AERA 117
4.3 Histogrammes des différences entre différence de temps attendue et mesurée entre AERA et le SD 118
4.4 Étape de calcul du temps de montée 120
4.5 Exemple de fonctions cumulatives (fichier de données : ad100198.f0024) 121
4.6 Distributions des temps de montée pour les évènements en déclenchement externe et les candidats gerbe 122
4.7 Calcul du SNR 125
4.8 Exemple de spectre d'une station AERA avant et après suppression des contributions du beacon 126
4.9 Temps de montée d'un évènement à forte multiplicité en fonction de la distance à l'axe des stations correspondantes 128

4.10 Exemple de traces d'un évènement à forte multiplicité 129
4.11 Candidats gerbe en déclenchement autonomes pour le run test 130
4.12 Illustration de la détection des évènements 59772 et 59773 131
4.13 Traces des évènements 59772 et 59773 132
4.14 Distribution relative de la multiplicité de stations sélectionnées pour les 329 coïncidences 133
4.15 Positions des cœurs particules et distribution des distances à l'axe pour les coïncidences sélectionnées 134
4.16 Distributions des SNRs 134
4.17 Distribution des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par AERA et celles reconstruites par le SD 135
4.18 Cartes du ciel des directions d'arrivée reconstruites en utilisant un fit plan sur les données AERA 135
4.19 Distribution en énergie des 329 coïncidences 136
4.20 Temps de montée en fonction de la direction d'arrivée du primaire 136
4.21 Temps de montée en fonction de la distance à l'axe et de l'énergie du primaire 137
4.22 Temps de montée en fonction du SNR 137
4.23 Traces de l'évènement 2105077 du run 100148 140
4.24 Traces de l'évènement 327314 du run 100198 141
4.25 Traces de l'évènement 51377 du run 100220 142
4.26 Distributions angulaires obtenues par reconstruction des triplets de stations 143
4.27 Exemple de traces multi-pulses 144
4.28 Traces de l'évènement 77924 du run 100178 145
4.29 Histogrammes des différences entre différence de temps attendue et mesurée entre AERA-II et le SD 146
4.30 Exemple de fonctions cumulatives (fichier de données : ad100808.f0700) 147
4.31 Distributions des temps de montée pour les évènements en déclenchement externe et les candidats pour AERA-II 148
4.32 À gauche : positions des cœurs particules donnés par le SD et distribution des distances entre le barycentre des stations sélectionnées et la distance à l'axe de la gerbe pour AERA-II 149
4.33 Directions d'arrivée des 815 coïncidences d'AERA-II 149
4.34 Distributions de l'énergie reconstruite par le SD et du SNR pour les 815 coïncidences d'AERA-II 150
4.35 Comparaison du temps de montée des 185 coïncidences avec leur SNR 151
4.36 Identification d'un station défectueuse 151

5.1 Illustration de l'étude d'une potentielle corrélation entre le profil longitudinal donné par le FD et le champ électrique mesuré par les stations radio 154
5.2 Schéma de la géométrie de la gerbe utilisée pour étudier la corrélation entre le profil longitudinal et le champ électrique 155
5.3 Illustration des paramètres utilisés pour le calcul de la distance entre un point M_i situé sur l'axe de la gerbe à une altitude h_i et un observateur situé à une altitude h_c 157
5.4 Signal issu de l'évolution du nombre de particules émis en M_i en fonction du temps de réception associé à un observateur au sol situé en 4 positions différentes 159
5.5 Signal issu de la variation du taux de particules, émis en M_i en fonction du temps de réception associé à un observateur au sol situé en 4 positions différentes 160

5.6 Comparaison des durées δt_j des signaux vus par un observateur au sol, émis sur les points M_i en fonction de la distance à l'axe 161
5.7 Spectre et signal après filtrage attendus de la variation du taux de particules 161
5.8 Comparaison du signal obtenu avec une simulation SELFAS à celui attendu d'un signal issu de l'évolution du nombre de particules dans la gerbe 163
5.9 Comparaison du signal obtenu avec une simulation SELFAS à celui attendu d'un signal issu de la variation du taux de particules 164
5.10 Modules utilisés par le RdObserver pour la reconstruction des évènements utilisés dans le chapitre 5 165
5.11 Carte du réseau correspondant à la détection par AERA de l'évènement 356641 du run 100796 167
5.12 Profil longitudinal de l'évènement Coihueco 1018 du run 5262 (RD :évènement 699221 du run 100808) 168
5.13 Temps d'arrivée correspondant à chaque point du profil de la gerbe 356641 du run 100796 sur la station AERA 31 169
5.14 Distributions des altitudes du point $M_{\max}$ des distances entre $M_{\max}$ et le cœur de la gerbe obtenues par tirage Monte-Carlo 170
5.15 Distributions des distances de $M_{\max}$ par rapport à la station 134 et des différences entre le temps GPS mesuré par les stations AERA et le temps de réception des signaux émis en $M_{\max}$ obtenue en propageant les différentes incertitudes 170
5.16 Comparaison du signal mesuré par une station AERA à celui attendu d'un signal issu de l'évolution du nombre de particules dans la gerbe 172
5.17 Comparaison du signal mesuré par une station AERA à celui attendu d'un signal issu de la variation du taux de particules 172
5.18 Temps du signal émis en $M_{\max}$ et en $M_{\max}^{\text{prod}}$ en fonction du temps du maximum de signal simulé par SELFAS 174
5.19 Durée de réception des signaux émis en M_i sur les stations AERA en fonction de la distance à l'axe de la gerbe 175
5.20 Temps du signal émis en $M_{\max}$ et en $M_{\max}^{\text{prod}}$ en fonction des temps des maximum de champ électrique mesuré par les stations AERA 176
5.21 Différences entre les temps des maxima de champ électrique mesurés par les stations radios et les temps du signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations AERA 178
5.22 Différences entre les temps des maxima de champ électrique mesurés par les stations radios et les temps du signal émis en $M_{\max}$ calculés sur les stations AERA en fonction de l'angle zénithal des évènements 179

A.1 Étude des déclenchements T3-10 s pour le run 100219 III

Liste des tableaux

2.1 Proportion de stations sans données dans le run 100211 74
2.2 Proportion d'évènements sans données du run 100211 pour chaque station KIT/BUW 74
2.3 Statistiques générales du run 100216 75
2.4 Proportion de stations sans données dans le run 100216 75
2.5 Proportion d'évènements sans données du run 100216 par chaque station KIT/BUW . 75
2.6 Quelques caractéristiques des différents codes de simulation du champ électrique émis par les gerbes utilisés pour l'étude de polarisation 82
2.7 Corrélation entre le paramètre R calculé et le paramètre R simulé avec ou sans excès de charge 83

3.1 Comparaison des temps de montée moyens obtenus pour les échantillons gerbe et bruit de fond 103

4.1 Quelques caractéristiques du run test 100198 114
4.2 Comparaison des distances angulaires entre les directions d'arrivée reconstruites par le SD et AERA avec et sans coupure sur le temps de montée 123
4.3 Candidats gerbe en déclenchement externe 124
4.4 Comparaison de différentes stratégies de filtrage 127
4.5 Caractéristiques des traces sélectionnées de l'évènement 35479 du run 10022 128
4.6 Candidats gerbe pour les évènements en déclenchement autonome 132
4.7 Candidats gerbes pour les évènements en déclenchement autonome 138
4.8 Comparaison des résultats de trois méthodes de sélection de coïncidences AERA-SD . 140

5.1 Reconstructions de l'évènement test données par les différents détecteurs 166
5.2 Coordonnées des stations AERA dans le référentiel de la gerbe 699221 du run 100808 173
5.3 Comparaison des temps mesurés par les stations AERA sélectionnées avec les temps des signaux émis en $M_{\max}$ calculés aux positions des stations AERA pour l'évènement 699221 du run 100808 176
5.4 Quelques caractéristiques des évènements sélectionnés 177

A.1 Étude des déclenchements T3-10 s pour le run 100217 I
A.2 Étude de la proportion de stations restées silencieuses au requêtes T3-10 s pour le run 100217 I
A.3 Étude des déclenchements T3-10 s pour le run 100217 II
A.4 Étude des déclenchements T3-10 s pour le run 100218 II

A.5 Étude de la proportion de stations restées silencieuses au requêtes T3-10 s pour le run 100218 II
A.6 Étude du comportement des stations au reqêtes T3-10 s pour le run 100218 III

Bibliographie

[1] T. Wulf. About the radiation of high penetration capacity contained in the atmosphere, Phys. Zeit., (1910). (Cité page 5.)

[2] V. F. Hess. Obsevrations in low level radiation during seven free balloon flights, Phys. Zeit., (1912). (Cité page 5.)

[3] V. F. Hess. The origins of penetrating radiation, Phys. Zeit., (1914). (Cité page 5.)

[4] W. Kolhörster. Masurements of the penetrating radiation in the free balloon at high altitudes, Phys. Zeit., (1913). (Cité page 6.)

[5] S. Fliescher. Antenna devices and measurement of radio amission from cosmic ray induced air showers at the Pierre Auger Observatory (2011). (Cité page 7.)

[6] R. Aloisio, V. Berezinsky, and A. Gazizov. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39 :129–143, December 2012. (Cité page 8.)

[7] D. Harari. The flux suppression at the highest energies. *Comptes Rendus Physique*, 15 :376–383, April 2014. (Cité page 8.)

[8] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum ?, Physical Review Letter 16 :768 (1966). (Cité page 8.)

[9] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays, Journal of Experimental and Theoritical Physics Letter, 4 :78 (1966). (Cité page 8.)

[10] A.A. Penzias and R.W. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. Astrophys. J., Lett., 142 :419, (1965). (Cité page 8.)

[11] Giorgio Matthiae . The cosmic ray energy spectrum as measured using the Pierre Auger Observatory, (2009). (Cité pages 8, 9, 13 et 14.)

[12] B. Revenu. HDR - Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : analyse des gerbes atmosphériques et de leur signal radio dans le domaine du MHz, (2012). `http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00814988`. (Cité pages 9, 10, 11 et 79.)

[13] M.-P.Véron-Cetty and P. Véron. A catalogue of quasars and active nuclei : 13th edition, Astronomy and Astrophysics, Volume 518, (2010). doi : `10.1051/0004-6361/201014188`. (Cité page 10.)

[14] P. Abreu for the Pierre Auger Collaboration. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astropart.Phys.*, 34 :314–326, 2010. (Cité pages 10 et 11.)

[15] W. H. Baumgartner, J. Tueller, C. B. Markwardt, G. K. Skinner, S. Barthelmy, R. F. Mushotzky, P. A. Evans, and N. Gehrels. The 70 Month Swift-BAT All-sky Hard X-Ray Survey, (2013). doi : `10.1088/0067-0049/207/2/19`. (Cité page 10.)

[16] J. P. Huchra, L. M. Macri, K. L. Masters, T. H. Jarrett, P. Berlind, M. Calkins, A. C. Crook, R. Cutri, P. Erdoğdu, E. Falco, T. George, C. M. Hutcheson, O. Lahav, J. Mader, J. D. Mink, N. Martimbeau, S. Schneider, M. Skrutskie, S. Tokarz, and M. Westover. The 2MASS Redshift Survey : Description and Data Release, (2012). doi : 10.1088/0067-0049/199/2/26. (Cité page 10.)

[17] R.U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Allen, J.F. Amman, G. Archbold, et al. Search for Correlations between HiRes Stereo Events and Active Galactic Nuclei. *Astropart.Phys.*, 30 :175–179, 2008. (Cité page 11.)

[18] T. Abu-Zayyad et al. Correlations of the Arrival Directions of Ultra-high Energy Cosmic Rays with Extragalactic Objects as Observed by the Telescope Array Experiment. *Astrophys.J.*, 777 :88, 2013. (Cité page 11.)

[19] R.U. Abbasi et al. Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment. *Astrophys.J.*, 790 :L21, 2014. (Cité pages 11 et 12.)

[20] J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics, (2009).* doi : 10.1016/j.ppnp.2009.05.002. (Cité pages 12 et 13.)

[21] D. Ikeda for the Telescope Array Collaboration. Recent results of the energy spectrum and mass composition from Telescope Array Fluorescence Detector, (2013). doi : 10.1088/1742-6596/409/1/012097. (Cité pages 13 et 15.)

[22] R. Aloisio, V. Berezinsky, and A. Gazizov. Ultra High Energy Cosmic Rays : The disappointing model. *Astropart.Phys.*, 34 :620–626. (Cité page 13.)

[23] The Pierre Auger Collaboration, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. F. M. Albuquerque, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez Castillo, and et al. The Pierre Auger Observatory II : Studies of Cosmic Ray Composition and Hadronic Interaction models, (2011). July. (Cité pages 13 et 14.)

[24] P. Blasi. Recent results in cosmic ray physics and their interpretation. 2013. ArXiv link : http://arxiv.org/abs/1312.1590. (Cité page 15.)

[25] A. M. Hillas. The Origin of ultra-high energy cosmic rays, ARAA, 22 :425, (1984). (Cité page 16.)

[26] K. Kotera and V. Olinto. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. 2011. ArXiv link : http://arxiv.org/abs/1101.4256. (Cité pages 16, 17, 18 et 19.)

[27] A. Rebai. Étude de l'énergie et du point d'émission radio des rayons cosmiques détectés dans l'expérience CODALEMA. (Cité page 21.)

[28] F. Schroeder for the LOPES Collaboration. Proceeding ARENA 14, to be published. (Cité page 21.)

[29] V. Marin. Radio-détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Analyse, simulation et interprétation. http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00815115. (Cité pages 23, 29, 30, 51, 52, 54, 79, 84 et 173.)

[30] T. K. Gaisser. Cosmic rays and particle physics, Cambridge University Press. 1990. (Cité page 23.)

[31] D. Ardouin, et al. Radioelectric Field Features of Extensive Air Showers Observed with CODALEMA. *Astropart.Phys.*, 26 :341–350, 2006. (Cité page 25.)

[32] H. Falcke, et al. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, 435 :313–316, 2005. (Cité page 25.)

[33] Alan A. Watson. The discovery of cherenkov radiation and its use in the detection of extensive air showers. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 212–213(0) :13 – 19, 2011. Proceedings of the Cosmic Ray International Seminars (CRIS 2010) 100 years of Cosmic Ray Physics : from pioneering experiments to physics in space. (Cité page 25.)

[34] D. J. Fegan. Detection of elusive radio and optical emission from cosmic-ray showers in the 1960s. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 662 :2, January 2012. (Cité page 25.)

[35] R. Spencer. *The early history of radio detection of cosmic rays, École "Radio detection in astroparticle physics", Octobre 2011, Bad Honnef, Allemagne.* (Cité page 25.)

[36] J. V. Jelley and W. Galbraith. *Nature, 171 (349), 1953.* (Cité page 26.)

[37] G. Askaryan. *J. Exp. Theor. Phy., 21 :658, 1962.* (Cité page 26.)

[38] et al J. V. Jelley. *Radio pulses from extensive air showers. Nature, 205 :327-328, 1965.* (Cité page 26.)

[39] F. D. Kahn and I. Lerche. *Proc. Roy. Soc. A, 289 :206, 1966.* (Cité page 26.)

[40] H. R. Allan. *Progress in Elementary Particle and Cosmic-Ray Physics 10 (1971) 169, North Holland.* (Cité pages 26 et 31.)

[41] O. Scholten, K. Werner, and F. Rusydi. A Macroscopic Description of Coherent Geo-Magnetic Radiation from Cosmic Ray Air Showers. *Astropart.Phys.*, 29 :94–103. (Cité page 27.)

[42] D. Ardouin, A. Belletoile, C. Berat, D. Breton, D. Charrier, J. Chauvin, M. Chendeb, A. Cordier, S. Dagoret-Campagne, R. Dallier, L. Denis, C. Dumez-Viou, C. Fabrice, T. Garçon, X. Garrido, N. Gautherot, T. Gousset, F. Haddad, D.H. Koang, J. Lamblin, P. Lautridou, D. Lebrun, A. Lecacheux, F. Lefeuvre, L. Martin, E. Meyer, F. Meyer, N. Meyer-Vernet, D. Monnier-Ragaigne, F. Montanet, K. Payet, G. Plantier, O. Ravel, B. Revenu, C. Riviere, T. Saugrin, A. Sourice, P. Stassi, A. Stutz, and S. Valcares. Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by {CODALEMA}. *Astroparticle Physics*, 31(3) :192 – 200, 2009. (Cité pages 27 et 28.)

[43] V. Marin for the CODALEMA Collaboration. SELFAS-2 : charge excess signature in the CODALEMA data, proc 32rd ICRC Beijing, China, (2011). 2011. (Cité page 31.)

[44] Benoît Revenu. *AIP Conf. Proc.*, 1535 :56, 2013. (Cité page 31.)

[45] A. Corstanje, M. d. Akker, L. Bähren, H. Falcke, and W. Frieswijk et al. *(2011) arXiv :1109.5805.* (Cité page 31.)

[46] A. Nelles for the Pierre Auger Collaboration. Proceeding ARENA 14, to be published. (Cité pages 31 et 89.)

[47] O. Ravel for the CODALEMA Collaboration. *Nucl. Instrum. Meth. A 662 (2012) S89.* (Cité pages 31, 89 et 90.)

[48] N. for the LOPES collaboration Palmieri. *Proc. of 33th ICRC (2013) Rio de Janeiro, Brasil.* (Cité pages 31, 89 et 90.)

[49] The Pierre Auger Collaboration, Stéphane Acounis, Didier Charrier, Thibaut Garçon, Colas Rivière and Patrick Stassi. *JINST*, 7 :P11023, 2012. (Cité pages 31, 46, 50, 51, 52, 53, 60, 89 et 90.)

[50] C. Glaser for Pierre Auger Collaboration. *AIP Conf. Proc.*, 1535 :68, 2013. (Cité pages 32, 89 et 90.)

[51] B. Revenu and V. Marin. Proc 33rd ICRC, Rio Brasil. to be published. ArXiv link : `http://arxiv.org/pdf/1307.5673.pdf`. (Cité page 32.)

[52] S. Grebe. Finger on the pulse of cosmic rays. 2013. `www.nikhef.nl/pub/services/biblio/theses_pdf/thesis_S_Grebe.pdf`. (Cité page 32.)

[53] The LOPES Collaboration. The wavefront of the radio signal emitted by cosmic ray air shower. 2014. ArXiv link : `http://arxiv.org/pdf/1404.3283.pdf`. (Cité page 32.)

[54] The LOPES Collaboration. Experimental evidence for the sensitivity of the air-shower radio signal to the longitudinal shower development. *Phys.Rev.D 85 (2012) 071101(R)*, 2012. ArXiv link : `http://arxiv.org/pdf/1203.3971.pdf`. (Cité page 32.)

[55] K. D. de Vries, A. M. van den Berg, O. Scholten, and K. Werner. *Astropart. Phys. 34 (2010) 267.* (Cité page 33.)

[56] K. Werner, K. D. de Vries, and O. Scholten. *Astropart. Phys. 37 (2012) 5.* (Cité page 33.)

[57] One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics*, 26(6) :420 – 432, 2007. (Cité pages 33 et 162.)

[58] V. Marin and B Revenu. *Astropart. Phys.*, 35 :733, 2012. (Cité pages 33 et 34.)

[59] M. Ludwig and T. Huege. *Astropart. Phys. 34 (2011) 438.* (Cité page 33.)

[60] J. Alvarez Muñiz, W. R Carvalho Jr., and E. Zas. *Astropart. Phys. 35 (2012) 325.* (Cité page 33.)

[61] T. Huege, M. Ludwig, and C. W. James. *AIP Conf. Proc. 1535 (2013) 128.* (Cité page 33.)

[62] `http://www.ikp.kit.edu/corsika/english/index.php`. (Cité page 33.)

[63] `http://www2.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/eg_Aires.html`. (Cité page 33.)

[64] S. Lafebre, R. Engel, H. Falcke, J. Hörandel, T. Huege, J. Kuijpers, and R. Ulrich. Universality of electron-positron distributions in extensive air showers, (2009). 31 :243–254, April 2009. (Cité page 33.)

[65] B. Revenu. talk at the Rencontres du Vietnam. (Cité pages 33 et 42.)

[66] O. Catalano et al. The longitudinal eas profile at e $>$ 10 eev : a comparison between gil analytical formula and the predictions of detailed montecarlo simulations, proc 27rd icrc (2001) hamburg, germany. (Cité page 34.)

[67] P. W. Gorham et al. Observations of a microwave continuum emission from air shower plasmas, PRD 78 032007, (2008). (Cité page 35.)

[68] Smida, R. and Werner, F. and Engel, R. and Arteaga-Velazquez, J.C. and Bekk, K. and others. 2013, . 2013. (Cité page 35.)

[69] F. Werner for the CROME Collaboration. Proceeding ARENA 14, to be published. (Cité pages 35 et 41.)

[70] O. Kromer et al. New Antenna for Radio Detection of UHECR. ICRC 2009, Lodz, Poland. (Cité page 35.)

[71] A. Letessier-Selvon. Ultrahigh energy cosmic rays. 2011. ArXiv link : `http://arXiv.org/abs/arXiv:1103.0031`. (Cité page 36.)

[72] K. Greisen. Progress in Cosmic Ray Physics 3, North Holland Publ. 1956. (Cité page 36.)

[73] J. Nishimura and K. Kamata. Prog. Theoret. Phys. Suppl. 6 (1958) 93. 1958. (Cité page 36.)

[74] `https://auger.colostate.edu/ED/index.php`. (Cité page 36.)

[75] L. Valore for the Pierre Auger Collaboration. Measuring Atmospheric Aerosol Attenuation at the Pierre Auger Observatory, proc 33rd ICRC (2013) Rio de Janeiro, Brasil. 2013. (Cité page 38.)

[76] M. Settimo for the Pierre Auger Collaboration. *The Eur. Phys. J. Plus*, 127 :87, 2012. (Cité pages 38 et 153.)

[77] C. Meurer, N. Scharf for the Pierre Auger Collaboration. 2011. ArXiv link : `http://arXiv.org/abs/arXiv:1106.1329`. (Cité page 39.)

[78] F. Suarez for the Pierre Auger Collaboration. The AMIGA muon detectors of the Pierre Auger Observatory : overview and status, proc 33rd ICRC (2013) Rio de Janeiro, Brasil. 2013. (Cité page 39.)

[79] I. Al Samarai for the Pierre Auger Collaboration. Proceeding ARENA 14, to be published. (Cité page 40.)

[80] K. Louedec . Talk Journées scientifiques de l'université de Nantes, (2014). (Cité page 40.)

[81] The Telescope Array Collaboration. Highlights from the Telescope Array Experiment, proc 33rd ICRC (2013) Rio de Janeiro, Brasil. 2013. (Cité page 41.)

[82] Anatoly, Ivanov. The yakutsk array experiment : Main results and future directions. *EPJ Web of Conferences*, 53 :04003, 2013. (Cité page 41.)

[83] T. Telescope Array, Pierre Auger Collaborations, :, T. Abu-Zayyad, M. Allen, R. Anderson, R. Azuma, E. Barcikowski, J. W Belz, D. R. Bergman, and et al. Pierre Auger Observatory and Telescope Array : Joint Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013). *ArXiv e-prints*, October 2013. (Cité page 42.)

[84] D. Torres Machado. Radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : mise en oeuvre et analyse des données d'un réseau de stations autonomes. 2013. (Cité page 42.)

[85] Didier Charrier. Antenna development for astroparticle and radioastronomy experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 662, Supplement 1(0) :S142 – S145, 2012. 4th International workshop on Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities. (Cité pages 42 et 59.)

[86] B. Antokhonov et al. TUNKA-133 : a new array for the study of ultra-high energy cosmic rays, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75 (2011) 367. 2010. (Cité pages 42 et 60.)

[87] The LOFAR Collaboration. Detecting cosmic rays with the LOFAR radio telescope. *Astronomy & Astrophysics*, 2013. ArXiv link : `http://arxiv.org/pdf/1311.1399.pdf`. (Cité page 43.)

[88] J. Lamblin , O. Ravel for the CODALEMA collaboration and C. Medina. Radio background measurements at the Pierre Auger Observatory, Internal note, (2005). (Cité page 46.)

[89] Didier Charrier and the CODALEMA collaboration. IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, Hawaii, USA (2007). 2007. (Cité pages 46 et 59.)

[90] P. Lautridou for the CODALEMA Collaboration. Results of the radio-detection experiment CODALEMA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 604(1–2, Supplement) :S13–S19, 2009. ARENA 2008. (Cité page 50.)

[91] The LOPES Collaboration. Lateral distribution of the radio signal in extensive air showers measured with LOPES. *Astroparticle Physics*, 32(6) :294–303, 2010. (Cité page 50.)

[92] B. Revenu and V. Marin for the SUBATECH group. The first platinium event : FD, SD and radio, Internal note, (2011). (Cité page 51.)

[93] B. Revenu. Angular resolution estimation using airplane signals with the new RAuger setup, (2011). (Cité page 53.)

[94] The Pierre Auger Observatory Collaboration. The Pierre Auger Observatory V : Enhancements, proc 32rd ICRC (2011) Beijing, China, August 2011. 2011. (Cité page 54.)

[95] J. Coppens for the Pierre Auger Collaboration. Observation of radio signals from air showers at the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 604(1–2, Supplement) :S41–S43, 2009. ARENA 2008. (Cité page 55.)

[96] Pierre Auger Collaboration. Antennas for the detection of radio emission pulses from cosmic-ray induced air showers at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 7(10) :P10011, 2012. doi : `http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/10/P10011` ArXiv link : `http://arXiv.org/abs/arXiv:1209.3840`. (Cité pages 56, 62, 63, 64, 65 et 66.)

[97] D. Charrier, R. Dallier, L. Martin and B. Revenu. Internal Auger Note - Radio spectrum measurement at Auger, (2010). 2010. (Cité page 57.)

[98] Anna Nelles, Klaus Weidenhaupt, John Kelley, Stefan Fliescher, Lars Mohrmann, Martin Erdmann and Jörg Hörandel. Internal Auger Note - A Survey of Narrowband and Broadband Radio-frequency Interference at AERA, (2011). 2011. (Cité pages 57, 58 et 59.)

[99] M. Stephan for the Pierre Auger collaboration. Antennas, Filters and Preamplifiers designed for the Radio Detection of UHECR. 2010. (Cité page 60.)

[100] H.H. Beverage. Antenna, US patent 2,247,743, U.S.A. (1941). (Cité page 60.)

[101] `http://www.nec2.org/`. (Cité page 62.)

[102] E. Polisensky. LFmap : a low frequency sky map generating program, Long Wavelength Array (LWA) Memo Ser. 111 (2007). (Cité page 66.)

[103] Electronics aera wiki page. `https://www.auger.unam.mx\/AugerWiki\/AERA%2C_electronics`. (Cité page 67.)

[104] Christoph Ruehle. Advanced digital self-triggering of radio emission of cosmic rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 662, Supplement 1(0) :S146 – S149, 2012. 4th International workshop on Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities. (Cité page 67.)

[105] J.L. Kelley. Data Acquisition, Triggering, and Filtering at the Auger Engineering Radio Array. 2012. (Cité pages 68 et 70.)

[106] B. Revenu for the AERA DAQ group. Internal Auger note : AERA central trigger. (Cité page 69.)

[107] M. Erdmann et al. Internal Auger note : A novel method of selecting cosmic ray cabdudates from self-triggered AERA events. (Cité page 69.)

[108] `http://healpix.jpl.nasa.gov/`. (Cité page 69.)

[109] O. Kambeitz for the Pierre Auger Collaboration. Proceeding ARENA 14, to be published. (Cité page 71.)

[110] B. Revenu, V.Marin and K. Louedec. Proceeding ARENA 14, to be published. (Cité page 71.)

[111] http://auger.uni-wuppertal.de/elog/AERA/. (Cité pages 76 et 144.)

[112] http://root.cern.ch/drupal/. (Cité page 77.)

[113] arxiv.org/abs/1101.4473. (Cité page 77.)

[114] The Pierre Auger Collaboration. Probing the radio emission from air showers with polarization measurements. *Phys.Rev.D*, 2014. (Cité pages 79, 81, 82 et 88.)

[115] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, J. Alvarez-Muñiz, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, and et al. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 613 :29–39, January 2010. (Cité page 79.)

[116] J.H. Hough and J.D. Prescott. proc of the 6th Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia, (1970). (Cité pages 89 et 90.)

[117] J.H. Hough, J.D. Prescott and J.K. Pidcock. Nature phys. Sci. 233, 109, (1971). (Cité pages 89 et 90.)

[118] B. Revenu. *AIP Conference Proceedings, vol. 1535, 2013, p. 56.* (Cité page 89.)

[119] A. Corstanje, M.D. Akker, L. Bähren, H. Falcke, and W. Frieswijk et al. arxiv :1109.5805, 2011. (Cité page 89.)

[120] Jennifer Maller and Benoît Revenu. Internal Auger note : Two methods for rejecting background radio traces in RAuger data at the level of a single station (T1 or T2). June, 2012. (Cité page 92.)

[121] Diego Torres Machado for the CODALEMA Collaboration. Proc 33rd ICRC, Rio Brasil. to be published. (Cité page 108.)

[122] Lilian Martin for the CODALEMA Collaboration. Investigating the extensive air shower properties : Tackling the challenges of the next generation cosmic ray observatory with the CODALEMA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2013. (Cité page 108.)

[123] Jennifer Maller for the Pierre Auger Collaboration. Radio detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2013. (Cité page 110.)

[124] http://2013.sf2a.eu/. (Cité page 110.)

[125] http://ipnweb.in2p3.fr/~auger/abstractsisapp.pdf. (Cité page 110.)

[126] Thèse de Sandra Le Coz, 2014. (Cité page 114.)

[127] aevread library documentation. https://web.ikp.kit.edu/weindl/docu/aera/aevread/doc/html/. (Cité page 115.)

[128] P. Younk et al. Measurements of SD-FD time offset using inclined laser shots, GAP 2006-005. 2006. (Cité pages 115 et 171.)

[129] B. Revenu. Timing accuracy of the coincidences between the autonomous radio stations at CLF an Auger SD, GAP 2009-062. 2009. (Cité page 115.)

[130] The Pierre Auger Observatory Collaboration. The Pierre Auger Observatory I : The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements, proc 32rd ICRC (2011) Beijing, China, August 2011. 2011. (Cité page 123.)

[131] https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/AERA$%$2C_selected_coincidences. (Cité page 139.)

[132] https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/AERA_16_22$%2$C_Coincidence_Events. (Cité page 139.)

[133] Stefan Jansen, Stefan Grebe and Charles Timmermans. Towards standardized selection criteria for AERA data, GAPNOTE under review. 2013. (Cité page 139.)

[134] International standard atmosphere. (Cité page 156.)

[135] B. Revenu. Calcul de la distance entre un point de la gerbe et un observateur utilisé dans SELFAS. (Cité page 156.)

[136] http://augerobserver.fzk.de/doku.php?id=adstsoftware. (Cité page 164.)

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier l'ensemble des membres de mon jury : Éric Humler pour l'avoir présidé, Isabelle Lhenry-Yvon et Pascal Vincent pour leur lecture attentive de mon manuscrit et pour les discussions ayant précédé la soutenance. Thank you also to Julian Rautenberg for having taking part to the committee and for its support concerning analyses and post-doc researches.

Un grand merci à Benoît pour avoir encadré et dirigé ma thèse. J'ai rencontré Benoît lors de ses cours de cosmologie en master, alors que cette année là j'hésitais entre plusieurs domaines de la physique pour continuer mon chemin. Si la découverte des astroparticules et de la cosmologie a été pour moi une révélation, la qualité des cours de Benoît et sa pédagogie ont terminé de me convaincre. Durant ces dernières années j'ai beaucoup appris a tes côtés, je te remercie pour ta confiance et la qualité de tes conseils. Merci également de m'avoir aidé à pousser toujours un peu plus loin la pédagogie dans mes présentations, ainsi que dans mon manuscrit.

Passer ces trois ans dans le groupe *astro* a été un réel plaisir. Votre accueil et votre humour a tous entraînent un climat de travail des plus sympathiques. Je souhaite d'abord remercier Richard pour son soutien lors de quelques étapes clés de ma thèse, comme les présentations devant la collaboration et surtout pendant la rédaction. Tes conseils m'ont permis de prendre du recul et d'appréhender ces étapes de manière beaucoup plus sereine. Je suis très contente d'avoir dégusté mon dernier *Asado* en ta compagnie. Merci également à Lilian avec qui j'ai eu l'occasion de partir plusieurs fois en mission, même si les avions ont tendance à rester au sol quand tu es là ton humour et ta bonne humeur rendent le voyage très agréable. Merci Vincent, d'abord pour m'avoir accueilli dans ton bureau, puis pour ton aide et tes explications toujours très claires. Ton enthousiasme continuel est très plaisant et a laissé un vide dans le bureau quand tu as déménagé. Merci Alain, notamment pour ta sympathique présence aux États-Unis. Merci également aux thésards et ancien thésards du groupe que j'ai côtoyé : Arnaud, qui m'a fait visité Nançay, Ahmed avec qui j'ai partagé d'intéressantes discussions en tant que voisin de bureau, Diego avec qui j'ai passé de très bons moments de Nantes jusqu'en Allemagne, Florian pour son humour décalé et aussi pour les discussions sur la physique et Dounia fraîchement arrivée à qui je souhaite beaucoup de succès. Je souhaite également remercier les membres des services électroniques et mécaniques impliqués dans la radio : Frédéric L., Hervé, Yann, Louis-Marie, Stéphane, et une pensée particulière pour Jean-Luc pour sa patience et son aide concernant la DAQ et à Didier sans qui ma compréhension de l'antenne aurait été fortement réduite. Merci également pour ton aide et ton soutien concernant ARENA et les parties de rigolades en mission.

I would like to thank the AERA members for their support and their hospitality and espacially the members of the analysis task: Julian, Tim, Olga, Frank, Jens, Johannes, Stefan J., Qader, Christian, Ewa, Dymitro. Thank you at Stefan G. and Anna for the nice moments spent during the FD shift in

Argentina (concerning this latter thank you also to Maria and Irene). I would like to thank also: Ad, Andreas H., Andreas W. Joërg, Charles, Harald, Matthias, Martin. Merci à Maximilien pour son aide concernant *Offline* au début de la thèse. Merci également aux membres d'Auger France rencontrés entre autre à Malargüe, de manière non exhaustive : Isabelle, Diane (on est sur le même bateau et j'espère qu'il suivra la direction que l'on souhaite pour l'avenir), Corinne, Patrick, Imen ... Thank you also Francesco and Alessio for your precious help concerning the FD data.

Je souhaite également remercier les autres membres de Subatech et notamment Noël qui m'a permis d'effectuer mes premiers enseignements à l'EMN, Pol-Bernard pour sa confiance et son expertise concernant le module de structure nucléaire, Lydie pour son aide concernant ce dernier, Dominique et Éric pour les TPs de physique nucléaire. Merci à Jean-Pierre et à Gilberto (je triche tu n'es pas de Subatech) pour avoir pris part à mon comité de suivi de thèse. Merci à Nicolas, Baptiste M., Baptiste L., Frédéric Y. pour leur bonne humeur. Au fait Fred, tu sais où est Guillaume ? ? Arnaud, un grand merci d'être toi, pour ta proximité avec les thésards, ton humour décalé et tes frasques diverses et variées, c'est sympa de savoir que l'on peut compter sur toi. Merci à Luca, Muriel, Amanda, Catherine, Gilles, Julie, Virginia, Guy, Philippe, Julien, Olivier, Pascal, Taklit, Thierry, Ferid, Élisabeth, Xavier, Vincent Me., Gines, Guillaume B., Marie et Magalie. Merci également aux membres des services informatique et administratif pour leur sympathie, avec une pensée particulière pour Stéphanie J. qui fait tout son possible pour que tout se passe bien.

Merci aux thésards, anciens thésards de Subatech ou post-docs, à commencer par ceux avec qui j'ai un jour partagé mon bureau : Charlotte, tu m'as beaucoup manqué quand tu as décidé de nous quitter pour rejoindre les contrées lointaines du bâtiment J, Michel que je n'ai vu hélas que très peu de temps, Van Minh, Anaïs ; Guillaume, merci de m'avoir acclimaté aux bruits répétitifs que je supportais difficilement auparavant, pour m'avoir fait découvrir divers jeux ma foi bien distrayants et surtout pour ton manque d'autorité face à tes boissons fraîches ou chaudes qui refusent de rester dans leur récipient. Fanny et Grégoire je vous souhaite le meilleur, et Grégoire surtout prend soin de mon ancien bureau. Merci à Dr. François de Benjamin G., Martin, Roland, Zak, Loick, Lucia, Dr. Aurélien, Dr. José, Dr. Alexis, Dr. Antoine, Dr. Anthony et les nouveaux : Kévin, Alexandre, Alexandre, Benjamin.

Voici le tour de Benjamin et de son paragraphe personnalisé ... Je suis désolée pour ce qui va suivre mais pour une fois je vais être gentille, n'en sois pas trop choqué et promis je me rattraperai. Ces trois années de thèse, auxquels il faut ajouté le M2 n'auraient, sans toi, pas été aussi sympathiques. Je te remercie pour ta personnalité si facile à vivre, pour ton humour et également pour comprendre le mien, ce qui n'est pas toujours facile je l'avoue. Merci pour les soirées de travail acharnées à traduire des textes anciens, à comprendre des allusions littéraires et philosophiques et même à construire des circuits électriques et poser des diagnostics ! Bon je sais que personne ne comprend de quoi je parle à part Guillaume. J'espère qu'on trouvera toujours un peu de temps pour ce genre d'activité dans le futur !

Merci aux amis : Brice, Johanna, Céline, David, Sophie pour être toujours prêts à m'accueillir partout ou vous habitez malgré le fait que l'on ne se voit plus souvent. Merci d'avoir été là en Août 2013. Merci Antoine Q. pour avoir été là aux moments importants et pour ton aide le jour J et merci également pour le développement théorique écrit sur un coin de table, on va peut être pouvoir publier ça non ? Merci à Antoine C., d'avoir irradié sa bonne humeur du M2 aux JRJC. Merci à Diane (dans un autre registre que le boulot) et Sébastien pour les balades dans Paris et les bons moment passés, je suis vraiment très contente de vous avoir rencontré.

Merci à ma famille de Quimper jusqu'en Suisse pour son soutien inconditionnel. Une pensée particulière pour ceux qui avaient fait le déplacement pour venir me voir le jour J malgré les heures d'attente à l'aéroport ou les 15 heures de traversée du nord de la France. Maman merci tout particulièrement à toi qui malgré les quelques galères auxquelles nous avons dû faire face m'as toujours soutenu et poussé à faire ce que je voulais faire depuis bien longtemps. Merci à Diego, mon petit frère préféré (comment ça c'est le seul ?) avec qui j'ai pu me changer les idées sur de multiples jeux de société ou devoirs de maths le samedi. Sache que même si je râle souvent je serai toujours là pour toi, et pour toi aussi Maman bien sur ;)
Enfin merci Maxime, d'avoir et d'être toujours là pour moi, à m'aimer telle que je suis, avec parfois un mauvais caractère qui ne tient pas très longtemps face à ton humour. Merci de soutenir mes choix, de me faire confiance et de comprendre quand je me lance dans milles projets parfois saugrenus, tu sais que finalement être débordée est mon style de vie préféré ;) !

Thèse de Doctorat

Jennifer Maller

Caractérisation de signaux transitoires radio à l'Observatoire Pierre Auger

Characterization of radio transient signals at the Pierre Auger Observatory

Résumé

Après plus d'un siècle d'études, l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie reste mal comprise. En améliorant la connaissance de la composition des rayons cosmiques détectés sur Terre, il est possible de contraindre les modèles concernant leur origine, ainsi que leur mécanisme de production dans les sources astrophysiques. Les simulations montrent que le champ électrique émis par les gerbes est sensible à leur développement dans l'atmosphère. Ce champ électrique peut être mesuré avec un cycle utile élevé, faisant du signal radio une observable prometteuse pour identifier le rayon cosmique primaire. Le signal radio permet également de mesurer sa direction d'arrivée et son énergie.

Depuis 2006, l'observatoire Pierre Auger accueille plusieurs réseaux de radio détection des rayons cosmiques. Des démonstrateurs équipés de quelques stations (RAuger, MAXIMA) ont permis une caractérisation efficace de l'environnement radio du site, ils ont également apporté des contraintes sur les mécanismes responsables de l'émission du champ électrique par les gerbes dans le domaine du MHz. Les prototypes ont mené à la construction d'AERA (Auger Engineering Radio Array) qui, avec 124 stations couvrant 6 km², est le premier réseau grande échelle de radio détection des gerbes dans le domaine du MHz. AERA est déployé dans l'extension basse énergie de l'observatoire afin de bénéficier d'une statistique plus importante. Le réseau permet d'intéressantes mesures hybrides ; son emplacement permet en effet de croiser les données obtenues par la radio avec celles provenant du réseau de surface (SD) et des télescopes à fluorescence (FD) proches du réseau.

Cette thèse est dédiée à la caractérisation de signaux transitoires radio détectés par RAuger et AERA. Comme un des défis de la radio détection des gerbes atmosphériques est de supprimer les bruits de fond anthropiques causant des déclenchements accidentels, des méthodes de réjection du bruit de fond et de sélection des coïncidences SD-AERA ont été développées.

Une étude de la corrélation entre le développement de la gerbe dans l'atmosphère (profil longitudinal) et le champ électrique mesuré par les stations radio est également présentée. Cette étude valide le lien direct entre le champ électrique et le développement de la gerbe dans l'atmosphère et confirme l'intérêt du signal radio pour l'estimation de la nature des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Mots clés : Rayons cosmiques – gerbes atmosphériques – radio détection – AERA – RAuger

Abstract

After more than a century of studies, one of the challenging questions related to ultra-high energy cosmic rays concerns their nature, which remains unclear. Improving the knowledge about the composition of cosmic rays will permit to constrain the models concerning their origins and the production mechanisms in the astrophysical sources. Simulations show that, the electric field emitted by the shower is sensitive to its development. This electric-field can be measured with a high duty cycle, and thus is a promising technique to identify an observable sensitive to the nature of the primary cosmic ray. The radio signal is also used to measure its arrival direction and its energy. Since 2006, the Pierre Auger Observatory hosts several radio detection arrays of cosmic rays, starting from small size prototypes (RAuger, MAXIMA) to achieve a large scale array of 124 radio stations: AERA, the Auger Engineering Radio Array covering 6 km². These different arrays allow the study of the radio emission during the development of the shower in the MHz domain. AERA is deployed in the low energy extension of the Pierre Auger Observatory in order to have a larger statistics. It enables interesting hybrid measurements, with the comparison of radio observable with those obtained with the surface detector (SD) and the fluorescence telescopes close to the array. This thesis is dedicated to the characterization of the radio transient signals detected by RAuger and AERA. As one of the challenges of the radio detection of air-shower is to remove the anthropic background causing accidental triggering, methods for background rejection and SD-AERA coincidences selection have been developed.

A study of the correlation between the shower development in the atmosphere (longitudinal profile) and the electric-field measured by the radio stations is also presented. This study shows the relationship between the electric-field and the shower development in the atmosphere and confirms that the radio signal is a powerful tool to study the nature of the ultra-high energy cosmic rays.

Key Words: Ultra-high energy cosmic rays – extensive air shower – radio detection – AERA – RAuger

L'Université Nantes Angers Le Mans