



HAL
open science

Des signaux radio aux rayons cosmiques

Colas Rivière

► **To cite this version:**

Colas Rivière. Des signaux radio aux rayons cosmiques. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00526045

HAL Id: tel-00526045

<https://theses.hal.science/tel-00526045>

Submitted on 13 Oct 2010

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

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

Université Joseph Fourier – Grenoble 1
Ecole Doctorale de Physique

THÈSE DE DOCTORAT
spécialité
PHYSIQUE SUBATOMIQUE ET ASTROPARTICULES

présentée par
Colas RIVIÈRE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR ÈS SCIENCES

DES SIGNAUX RADIO AUX RAYONS COSMIQUES

soutenue le 17 Décembre 2009
devant le jury composée de :

Antoine LETESSIER-SELVON	Rapporteur
Pascal LAUTRIDOU	Rapporteur
Jean-Marie DE CONTO*	Examineur
Didier LEBRUN	Examineur
Joël CHAUVIN	Examineur
José BUSTO	Examineur

* Président du jury

Travail réalisé sous la direction de Didier LEBRUN et Joël CHAUVIN

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Didier et Joël pour m'avoir donné l'opportunité de travailler à leur côté, pour les discussions, les conseils mais aussi la liberté qu'ils m'ont laissé durant ces trois années. Travailler avec eux a été très instructif et a vraiment été un plaisir. Je tiens aussi à remercier les membres du groupe DRAC : Dy-Holm, François, Anne, Corinne, Michel et aussi Sylvain, Kevin et Arnaud. Une pensée aussi à Patrick et Eric pour leur compétence et les diverses missions partagées.

Je remercie aussi Johann et Serge, les directeurs du LPSC pendant la période de ma thèse, France pour sa gentillesse, Françoise et tout le service financier, le service informatique et particulier Christine et Frédéric. Merci aussi à Emmanuelle à pour sa patience.

Je tiens à remercier tous les membres de mon jury, Jean-Marie, José, Antoine et Pascal, et tout particulièrement les deux derniers cités qui ont eu le courage de lire ce manuscrit jusqu'au bout.

J'ai aussi grandement apprécié de travailler au sein de la collaboration CODALEMA. Avec les Nantais parmi lesquels Lilian et Jacob pour les échanges fructueux dès le début de ma thèse, Richard pour les missions en Argentine, Pascal pour des discussions passionnées, Benoit, Thomas, Didier, Thierry, Thibault, Vincent et les autres ; pour le travail et le reste. Avec Laurent et Cedric à Nançay, qui nous ont rendu service plus d'une fois. Je salue aussi au passage le jardinier et la cuisinière de Nançay.

Je suis également reconnaissant pour les moment partagés en Argentine, avec certaines des personnes déjà citées, mais aussi avec Oscar et Javier sur le terrain, aux Argentins ou non que j'ai pu croiser dans ce beau pays, Anna, Euge et les autres, *¡Que les vaya bien!*

Je remercie tous les thésards du LPSC (Damien, Maud, Lauranne, Perrine, ...), les anciens et les nouveaux, avec lesquels j'ai partagé un peu de travail, beaucoup de cafés, de bières et parfois aussi quelques balades en montagne, chaussures, chaussons, ski ou crampons aux pieds. Je profite aussi de l'occasion pour saluer des amis rencontrés à Grenoble et maintenant bien plus loin : Yo, Aldée, Chep, David, Capu, Flo, Charlo, Pierro... A un de ces quatre ! Une grosse pensée aussi pour Violaine, parce qu'elle a bien voulu relire ce manuscrit dans le désordre, mais surtout pour avoir été là durant toute cette dernière année et qui lui a donné un sens.

Ma dernière pensée est adressée à ma famille ; à mes parents qui ont cru en moi et m'ont toujours soutenu ; à Manon, à François ; à ma grand-mère aussi qui n'aurait manqué ma soutenance pour rien au monde ; à Tatie pour son sérieux durant ma présentation ; et à tous les autres.

Merci,
Colas

Table des matières

Table des matières	i
Introduction	1
1 Des rayons cosmiques aux modes de détection	3
1.1 Le rayonnement cosmique	3
1.1.1 Aperçu	3
1.1.2 L'influence du flux sur la détection	4
1.1.3 La physique aux énergies extrêmes	6
1.1.4 Enjeux actuels	12
1.2 Les gerbes atmosphériques	12
1.2.1 Description générale	13
1.2.2 Description quantitative	14
1.2.3 Universalité des gerbes - Observables privilégiées	19
1.2.4 Ordres de grandeur	21
1.3 Les modes de détection	23
1.3.1 Les réseaux de détecteurs de particules au sol	23
1.3.2 Les télescopes de fluorescence	25
1.3.3 Les autres modes de détection	27
1.3.4 Vers la radio détection?	29
2 La radiodétection	31
2.1 Motivations	31
2.2 Une première phase d'exploration il y a quelques décennies	32
2.2.1 1962 : Askaryan et l'excès de charge	32
2.2.2 1964 : Jelley <i>et al.</i> et la première détection	33
2.2.3 1966 : Khan & Lerche et les modèles d'émission géomagnétique	34
2.2.4 Autres détections	34
2.2.5 Synthèse d'Allan	35
2.2.6 Travaux ultérieurs	36
2.3 Le contexte actuel	36
2.3.1 Les modèles d'émission contemporains	36
2.3.2 Principe des nouveaux détecteurs radio	38
2.3.3 LOPES	39
2.3.4 CODALEMA-I	42
3 Le détecteur hybride CODALEMA-II	47
3.1 Le réseau de détecteurs de particules au sol	47
3.1.1 Le dispositif expérimental	47
3.1.2 Analyse des événements scintillateur	51

3.1.3	Bilan sur le détecteur au sol	56
3.2	Le réseau d'antennes radio	57
3.2.1	Le détecteur radio	57
3.2.2	Analyse des événements radio	59
3.3	Le détecteur hybride	65
3.3.1	Contexte de l'analyse	65
3.3.2	Critère de sélection des événements	66
3.3.3	Performances du détecteur	68
3.3.4	Premiers résultats	69
4	Une brève parenthèse théorique	73
4.1	Formules d'émission	73
4.2	Wire model	74
4.2.1	Expression des formules dans le repère fixe	75
4.2.2	Emission d'une gerbe ponctuelle verticale	77
4.2.3	Emission d'une gerbe ponctuelle de direction quelconque	80
4.2.4	Conclusion sur le modèle analytique	83
4.3	Traitement Monte Carlo du rayonnement synchrotron avec ReAIRES	83
4.3.1	L'émission radio avec ReAIRES	83
4.3.2	Production et analyse de signaux simulés	90
4.3.3	Résultats	92
4.4	Bilan de la simulation	100
5	Interprétation des résultats expérimentaux	101
5.1	Introduction	101
5.2	Effets de seuil de détection	102
5.2.1	Efficacité de détection et produit $-\vec{v} \times \vec{B}$	102
5.2.2	Seuil en énergie	104
5.2.3	Anisotropie des taux de comptages	104
5.2.4	Polarité des signaux	106
5.3	Autour de la topologie du signal au sol	107
5.3.1	Reconstruction des distributions latérales	107
5.3.2	Variation avec l'angle zénithal	109
5.4	Dépendance avec l'énergie	110
5.4.1	Champ sur une antenne isolée	110
5.4.2	Utilisation de la topologie du signal au sol, paramètre E_0	111
5.4.3	Cumul des données de toutes les antennes	113
5.5	Vers de nouvelles observables?	114
5.5.1	Le rayon de courbure	114
5.5.2	Les spectres en fréquences	116
5.6	Bilan	118
5.6.1	Vers une formule générale extraite des données de CODALEMA-II	118
5.6.2	Discussion	119
6	Une fenêtre sur l'avenir	121
6.1	Ce qu'il reste à comprendre sur la radio détection	121
6.2	Nouveaux détecteurs en développement	122
6.2.1	Prototypes de station autonome	122
6.2.2	CODALEMA - 1 km ² ?	123
6.2.3	AERA - 20 km ²	126
6.3	Simulation de réseau	128

6.3.1	Principes de la simulation	128
6.3.2	Validation du modèle avec CODALEMA	131
6.3.3	Paramètres importants	133
6.3.4	Facteurs d'incertitude et leurs effets	138
6.3.5	Simulation de RAuger	140
6.3.6	Résultats pour le réseau d'AERA	141
6.4	Avenir plus lointain ? Intérêt de la radio détection ?	143
	Conclusion	145
	Bibliographie	147
	Résumé – Abstract	154

Introduction

Le rayonnement cosmique a été découvert en 1912 et a depuis donné lieu à de nombreuses découvertes, en ayant par exemple largement contribué à la naissance de la physique des particules à partir des années 30. Après presque un siècle, il fait toujours l'objet d'une activité florissante et son origine est toujours mystérieuse. Des satellites et des ballons sont lancés pour étudier les rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{15} eV, et des détecteurs au sol dont la surface s'étend jusqu'à des milliers de kilomètres carrés sont déployés pour les étudier aux énergies les plus élevées, jusqu'à plus de 10^{20} eV.

Lorsque ces particules heurtent l'atmosphère, l'énergie au centre de masse de la collision peut atteindre une énergie près de 100 fois supérieure à celle que devrait atteindre le Large Hadron Collider! En outre, les particules les plus énergétiques sont en train de devenir les messagers d'une nouvelle branche de l'astronomie, là où quasiment toute notre connaissance de l'univers repose jusqu'alors sur des photons de différentes longueurs d'ondes.

Cependant, le flux de ces particules d'énergie extrême est aussi extrêmement faible, de l'ordre d'une par kilomètre carré et par siècle à 10^{20} eV. Ces particules sont observées grâce aux gerbes de particules secondaires qui se développent dans l'atmosphère, que ce soit à l'aide de télescopes observant la lumière de fluorescence émise par l'azote après le passage de la gerbe ou en échantillonnant une partie des particules arrivant au niveau du sol à l'aide de détecteurs de particules. Les détecteurs actuels, le Telescope Array aux Etats-Unis et l'Observatoire Pierre Auger en Argentine, utilisent ces deux techniques sur des surfaces de 700 et 3000 kilomètres carrés respectivement; l'attrait des hautes énergies conduisant à instrumenter des surfaces toujours grandissantes.

La détection radio des rayons cosmiques pourrait bien participer à augmenter les surfaces de détection ou à améliorer la précision des mesures. La preuve de l'existence de signaux radio mesurables a été apportée en 1964 au Jordell Bank Observatory avec une observation autour de 44 MHz, suivie rapidement d'observations à d'autres fréquences. Cependant, cette technique a progressivement été délaissée au profit du développement des télescopes de fluorescence à partir des années 70. Les progrès technologiques ainsi que le contexte actuel de la radioastronomie, avec le développement de réseaux d'antennes numériques, ont récemment poussé à réinvestir la technique de détection radio. Deux démonstrateurs ont ainsi vu le jour au début des années 2000, l'expérience LOPES en Allemagne et l'expérience CODALEMA à Nançay, avec pour objectif de caractériser l'émission radio des gerbes afin d'estimer l'intérêt de la détection radio à plus grande échelle. Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans ce cadre, en particulier dans la seconde phase expérimentale du détecteur CODALEMA.

Le premier chapitre sera consacré aux rayons cosmiques de haute énergie. Après avoir évoqué quelques aspects de la physique de ces rayons cosmiques, les grandes gerbes atmosphériques qu'ils produisent seront détaillées. Les différents modes de détection de ces gerbes seront ensuite présentés.

La technique de radiodétection sera présentée dans le deuxième chapitre. Les modèles théoriques et les expériences, aussi bien historiques que modernes, seront évoqués. La première phase de l'expérience CODALEMA sera présentée ici.

Le troisième chapitre sera centré sur la seconde phase expérimentale du détecteur CODALEMA, comprenant un nouveau réseau d'antennes, un nouveau réseau de détecteurs au sol et d'une nouvelle électronique d'acquisition. Le dispositif ainsi que le traitement des données seront présentés, conduisant à des résultats qui nécessiteront une interprétation.

Le quatrième chapitre sera consacré à une étude théorique de l'émission radio, afin de faciliter l'interprétation des résultats expérimentaux. Deux modèles seront exploités, l'un basé sur des gerbes simplifiées à l'extrême et l'autre sur une description réaliste des gerbes via une simulation Monte Carlo complète. Dans les deux cas, l'analyse sera effectuée dans l'optique d'obtenir des résultats prédictifs et confrontables aux résultats expérimentaux.

Dans le cinquième chapitre, les résultats expérimentaux de la seconde phase de CODALEMA seront interprétés de manière à mettre en évidence les dépendances du champ électrique produit par les gerbes avec les différentes variables. Ces différentes relations seront ensuite utilisées pour obtenir une relation générale permettant de relier le champ électrique produit en un point à l'ensemble des variables. La validité et les incertitudes sur cette relation seront discutées.

Enfin, le dernier chapitre sera consacré à l'avenir de la radiodétection. Les futurs réseaux utilisant des stations de radiodétection autonomes et couvrant des surfaces plus importantes seront évoqués. Une simulation de réseau extrapolant les résultats expérimentaux de CODALEMA sera présentée et appliquée à l'un des projets en cours. Finalement, la possibilité de statuer dès maintenant sur l'intérêt de la radiodétection pour la détection des rayons cosmiques sera discutée.

Chapitre 1

Des rayons cosmiques aux modes de détection

Plutôt que de présenter l'état de l'art sur les rayons cosmiques de manière exhaustive, nous évoquerons simplement ici certains aspects choisis afin d'arriver rapidement à la partie qui nous intéresse, à savoir la plus haute énergie avec les gerbes atmosphériques et leurs modes de détection. Les deux principaux modes de détection actuels seront rapidement décrits, avant d'évoquer les modes de détection alternatifs pour enfin introduire le mode de détection qui sera l'objet de ce manuscrit : la radiodétection.

1.1 Le rayonnement cosmique

1.1.1 Aperçu

Le rayonnement cosmique est un flux de particules énergétiques d'origine extra-terrestre. S'il désigne historiquement les particules chargées, on a aujourd'hui tendance à y ajouter les rayons gamma, les neutrons, les neutrinos de haute énergie voire même les ondes gravitationnelles. Sauf mention contraire, nous nous limiterons dans cet exposé aux particules chargées.

Le rayonnement cosmique a été découvert alors que des scientifiques essayaient de comprendre la nature du rayonnement ionisant observé en tous lieux, présent même à travers d'épais blindages. Ce rayonnement ionisant était supposé provenir de la Terre, du sol plus particulièrement. Des mesures effectuées sur la Tour Eiffel ont montré une anomalie par rapport à la décroissance attendue du fait de l'altitude. Au cours de campagnes de vols en ballons jusqu'à plus de 5 000 m, Victor Hess observa que ce rayonnement augmentait avec l'altitude et conclut qu'il provenait donc de l'espace, en 1912.

La nature de ces rayons cosmiques est restée pendant longtemps un mystère, auquel sont associés un certain nombre de grands noms de la physique : Robert Millikan pensait qu'il s'agissait initialement de photons gamma, Compton pensant qu'il s'agissait plutôt de particules chargées. Plus tard, les particules au niveau du sol ont été séparées en une composante douce et une composante beaucoup plus pénétrante, on a cru observer le méson prédit par H. Yukawa dans sa toute jeune théorie de la force nucléaire.

Ce faisant, depuis sa découverte en 1912 par Victor Hess [1], le rayonnement cosmique a permis de nombreuses découvertes, parmi lesquelles :

- la première observation de l'antimatière, avec le **positon** en 1932 par C. Anderson [2] ;
- la découverte du **muon**, observé par Neddermeyer et Anderson en 1937 [3] ;
- l'observation des **pions** par Powell *et al.* en 1947 [4], une douzaine d'années après leur prédiction par Yukawa [5] ;

E (eV)	F_{diff} ($m^2.sr.s.GeV$) ⁻¹	F_{int} ($m^2.sr.s$) ⁻¹	S_s	S_j
10^{10}	20	100	10 cm ²	0.1 mm ²
10^{13}	3.10^{-7}	10^{-3}	1 000 m ²	100 cm ²
10^{16}	3.10^{-15}	10^{-8}	100 km ²	1 000 m ²
10^{19}	3.10^{-24}	10^{-14}	10^8 km ²	1 000 km ²

Tab. 1.1: Ordres de grandeur des flux de rayons cosmiques en fonction de l'énergie. E correspond à l'énergie en eV et F_{diff} correspond au flux différentiel en ($m^2.sr.s.GeV$)⁻¹. F_{int} est flux intégré sur les énergies supérieures à l'énergie E . Ensuite, S_s et S_j correspondent aux surfaces nécessaires pour avoir une particule par seconde ou par jour avec un angle solide de 1 sr.

- ensuite, les observations de différents mésons et baryons étranges : Kaon K en 47 [6], puis le Lambda Λ , le Xi Ξ , le Sigma Σ , etc.

L'étude du rayonnement cosmique a finalement largement contribué à naissance de la physique des particules dans la première moitié du XX^e siècle, avant l'ère des accélérateurs de particules.

Plus récemment, l'oscillation des neutrinos atmosphériques issus des rayons cosmiques a été observée grâce au détecteur Super-Kamiokande en 1998, suggérant ainsi que les neutrinos ont une masse non nulle [7], alors qu'ils étaient jusque là supposés de masse nulle dans le cadre du Modèle Standard.

Le rayonnement observé sur Terre s'étend de quelques MeV à plusieurs centaines d'EeV (plusieurs 10^{20} eV), où l'extrême faiblesse du flux impose des surfaces de détection gigantesques, de plusieurs milliers de km² (figure 1.1). Le spectre en énergie des rayons cosmiques présente une étonnante régularité, suivant globalement une loi de puissance d'indice spectral moyen -2.8 sur environ 12 ordres de grandeur en énergie et plus de 30 ordres de grandeur en flux. En regardant de plus près, on remarque :

- Une atténuation à basse énergie : les rayons cosmiques sont repoussés par le vent solaire jusqu'à quelques centaines de MeV, puis modulés jusqu'à quelques GeV.
- Une légère rupture de pente à 5.10^{15} eV, appelée *le genou*. L'indice spectral passe d'environ -2.7 à -3.0 .
- Un *second genou* moins marqué, vers 10^{17} eV, après lequel l'indice passe à -3.3 .
- Un durcissement du spectre, surnommé *cheville*, est visible légèrement en dessous de 10^{19} eV.

1.1.2 L'influence du flux sur la détection

Quelques valeurs approximatives de flux différentiels extraites de la figure 1.1 sont présentées dans le tableau 1.1. Ces valeurs sont ensuite converties en flux intégrés (flux de particules d'énergie supérieure à l'énergie de référence) puis en surface nécessaire pour obtenir un événement par seconde ou par jour, pour une ouverture d'un stéradian. En fonction de l'énergie des rayons cosmiques que l'on veut étudier, les détecteurs vont être très différents :

- A *basse énergie*, le flux est suffisamment important pour qu'une détection directe, en ballon ou en satellite, soit possible. Elle présente l'avantage de mesurer directement le rayonnement cosmique, sans interaction avec l'atmosphère ou presque, permettant une mesure précise de la composition (masse des noyaux, éventuellement positons et antiproton). Ainsi le détecteur AMS-02, qui devrait être installé sur la Station Spatiale Internationale mi-2010, étudiera le rayonnement cosmique jusqu'à quelques 10^{12} eV (TeV) [8]. Des détecteurs embarqués à bord de ballons volant à très haute altitude, comme le détecteur CREAM, permettent d'étendre la gamme d'énergie jusqu'à 10^{15} eV (PeV), après seulement 3.9 g/cm² d'atmosphère [9]. Cela permet de faire la jonction avec les détecteurs au sol.
- Pour les énergies supérieures, les surfaces nécessaires sont incompatibles avec la détection

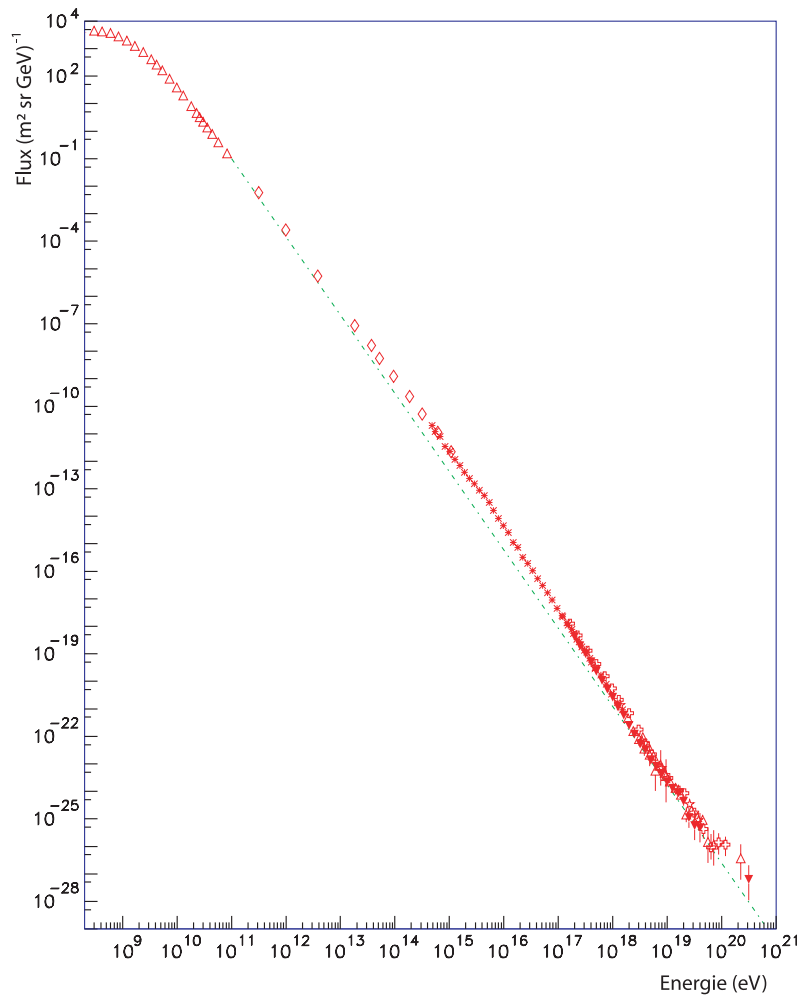


Fig. 1.1: *Spectre en énergie des rayons cosmiques au-delà du GeV, comme compilé par S. Swordy en 1997.*

directe. On profite alors de l'interaction du rayon cosmique dans l'atmosphère pour observer, depuis le sol, la gerbe qui se développe (décrite dans la suite du chapitre). Le seuil en énergie dépend principalement de la méthode utilisée et de l'altitude ; l'énergie maximale accessible étant dépendante de la statistique imposée par la surface du détecteur. Situé à 5 220 m sur le Mont Chacaltaya (Bolivie), le *small air shower array* a détecté des gerbes à partir de 2.10^{13} eV (20 TeV) avec une surface instrumentée de 8.10^3 m² [10]. Aux plus hautes énergies, l'Observatoire Pierre Auger en Argentine s'étend sur 3 000 km² et observe des gerbes atteignant jusqu'à quelques 10^{20} eV (100 EeV) [11].

Nous allons par la suite nous intéresser uniquement aux plus grandes énergies, où le flux est le plus faible.

1.1.3 La physique aux énergies extrêmes

Les rayons cosmiques de très haute énergie présentent un certain nombre de problématiques qui leurs sont propres, et qui sont liées aux énergies extrêmes atteintes. Parmi elles, nous allons évoquer la possibilité de pointer vers les sources, l'interaction sur les fonds diffus de photons et les mécanismes de productions.

Astronomie des particules

Jusqu'à présent, l'ensemble de l'astronomie repose sur l'observation de photons, dans une très large plage de longueurs d'ondes. La raison en est simple : il s'agit du seul messager qui permette d'observer directement les astres. Les autres radiations émises sont pour l'instant soit indétectables, soit déviées et ne permettent pas de pointer vers leur source. Ainsi, les rayons cosmiques sont des particules chargées et leurs trajectoires sont généralement affectées par la présence de champ magnétique.

A basse énergie, le champ magnétique galactique (typiquement 2–11 μ G) rend isotrope la distribution des trajectoires des rayons cosmiques et les piège ainsi dans la galaxie. Même à plus haute énergie, après la transition entre les rayons cosmiques galactiques et extragalactiques, les champs extragalactiques bien moindres mais s'étendant sur des dimensions bien plus importantes ont un effet semblable. Ces champs extragalactiques sont extrêmement mal connus. La limite supérieure de l'amplitude du champ se situe probablement vers 1 nG pour les amas de galaxies, beaucoup moins dans les zones vides (probablement de l'ordre du nG). Pour des énergies encore plus élevées, il se peut que les particules enfin se déplacent librement dans ces champs magnétiques. L'énergie minimale requise dépendant bien entendu de la topologie des champs magnétiques extragalactiques, elle même mal connue. A titre d'exemple, des trajectoires simulées de rayons cosmiques à différentes énergies dans un champ magnétique turbulent de 1 nG sont représentées en figure 1.2. Les trajectoires des rayons cosmiques aux énergies les plus élevées étant quasiment rectiligne, un pointage vers la source devient enfin possible. Une présentation complète de la connaissance actuelle de ces champs et de leurs effets sur la propagation des rayons cosmiques peut-être trouvée dans la référence [13].

Expérimentalement, il semble que le seuil en énergie à partir duquel les particules se déplacent de manière quasi-rectiligne ait été atteint récemment. Ainsi, la figure 1.3 illustre l'annonce par la collaboration Auger d'une corrélation entre les rayons cosmiques les plus énergétiques (> 56 EeV) avec les galaxies à noyau actif (AGN) proches (< 75 Mpc) [14].

L'effet GZK

Peu après la découverte du fond diffus cosmologique (CMB) en 1964, Greisen [15] d'une part et Zatsepin et Kuz'min [16] d'autre part ont prédit simultanément que l'interaction des rayons cosmiques d'énergie extrême avec ce rayonnement omniprésent limiterait leur propagation, phénomène appelé ensuite *effet GZK*. Aux énergies extrêmes, l'énergie au centre de masse entre

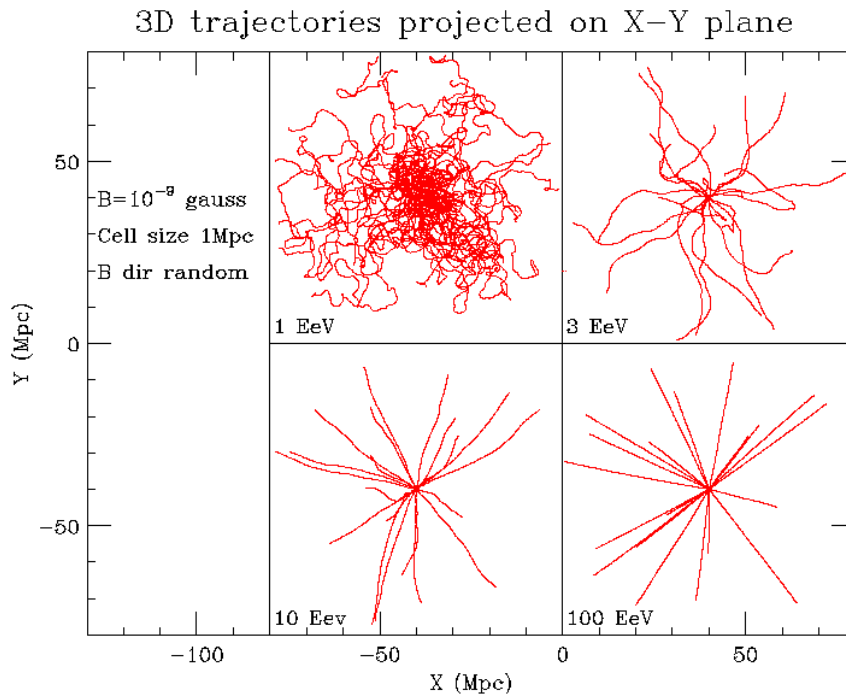


Fig. 1.2: Vue projetée de 20 trajectoires de protons issus d'une source ponctuelle pour différentes énergies, dans un champ magnétique turbulent de 1 nG [12].

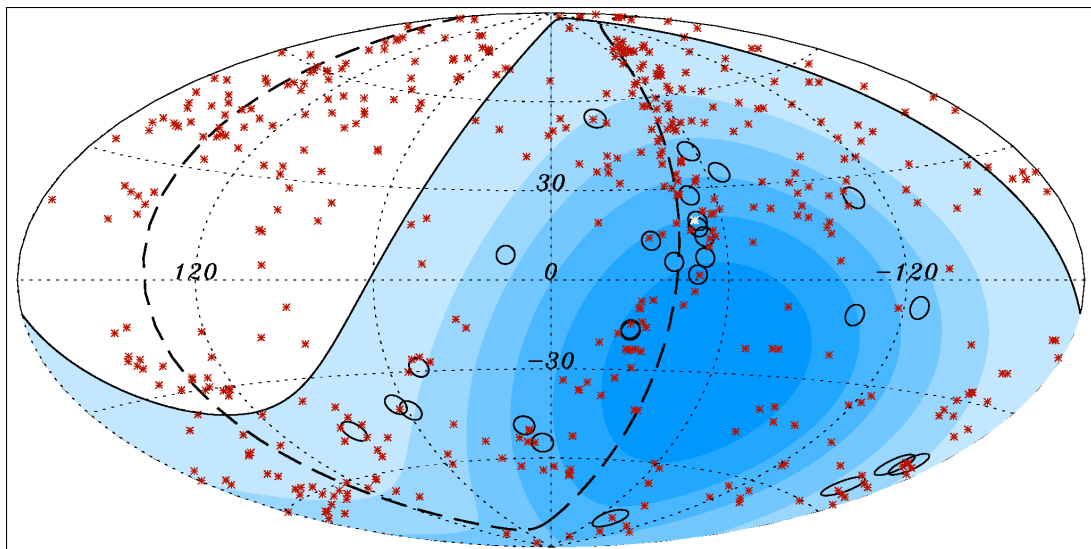


Fig. 1.3: Carte des directions d'arrivée des 27 événements les plus énergétiques vu par l'Observatoire Pierre Auger représentée en coordonnées galactiques, publiée en 2007 [14]. Les directions des rayons cosmiques sont indiquées par des cercles de rayon 3.1° , la couleur de fond représentant l'exposition du détecteur. Les positions des 472 AGN à moins de 75 Mpc de la 12^e édition du catalogue Véron-Cetty et Véron sont indiquées par des croix rouges.

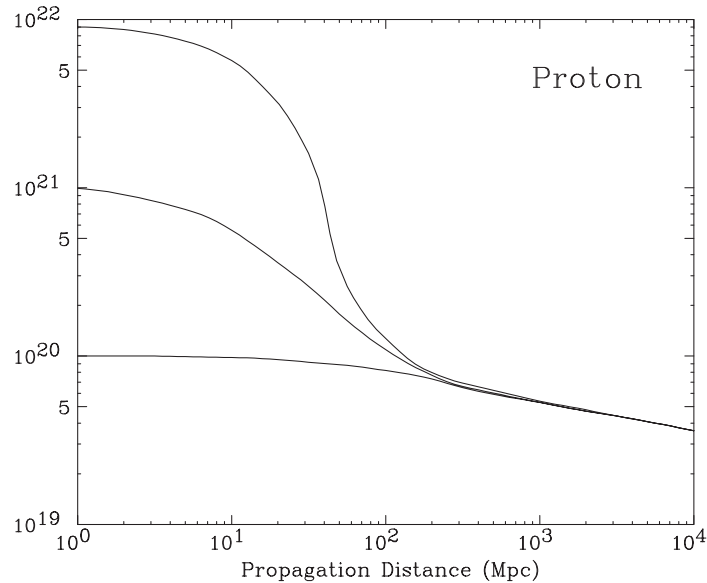
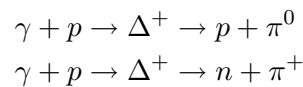


Fig. 1.4: *Energie moyenne d'un proton en fonction de la distance parcourue dans le CMB, pour différentes énergies initiales [12].*

un rayon cosmique et un photon CMB peut devenir suffisamment importante pour créer une résonance Δ , premier état excité du proton, conduisant à l'une des réactions suivantes :



Dans le second cas, un proton est régénéré spontanément par désintégration faible du neutron. L'effet GZK se produit pour un proton à partir de $4 \cdot 10^{19}$ eV environ. Il perd alors en moyenne de l'ordre de 20% de son énergie. La réaction peut éventuellement se produire plusieurs fois, tant que l'énergie est au dessus du seuil de la réaction. Un effet similaire a lieu dans le cas où le rayon cosmique est un noyau plus massif, principalement par photodésintégration sur le fond diffus infrarouge et le CMB.

L'effet GZK limite donc la propagation des particules ultra énergétiques, avec une perte d'énergie importante sur une distance caractéristique comprise entre la dizaine et la centaine de Mpc. On notera que :

- des rayons cosmiques d'énergies trans-GZK peuvent nous parvenir, à condition que les sources ne soient pas trop distantes,
- les rayons cosmiques ne disparaissent pas lors de l'effet GZK, ils perdent simplement une partie de leur énergie sans changer notablement de direction,
- dans le cas de noyaux légers, l'effet GZK garanti un flux minimal de neutrinos de haute énergie, par exemple par décroissance du neutron en proton, ou par décroissance des pions chargés en muon.

Il y a eu une polémique il y a quelques années entre les deux principales expériences de rayons cosmiques de haute énergie, HiRes semblant observer l'effet GZK [17] alors que les données d'AGASA semblaient compatible avec un spectre se prolongeant sans changement d'indice [18]. Les deux expériences utilisant des détecteurs de types différents (téléscopes de fluorescence et détecteur au sol), l'interprétation du désaccord entre les résultats n'était pas évidente. Le changement d'indice du spectre en énergie des rayons cosmiques au delà de $4 \cdot 10^{17}$ eV obtenu par la collaboration Auger semble compatible avec l'effet GZK [19] (voir figure 1.5), en combinant les deux modes de détection.

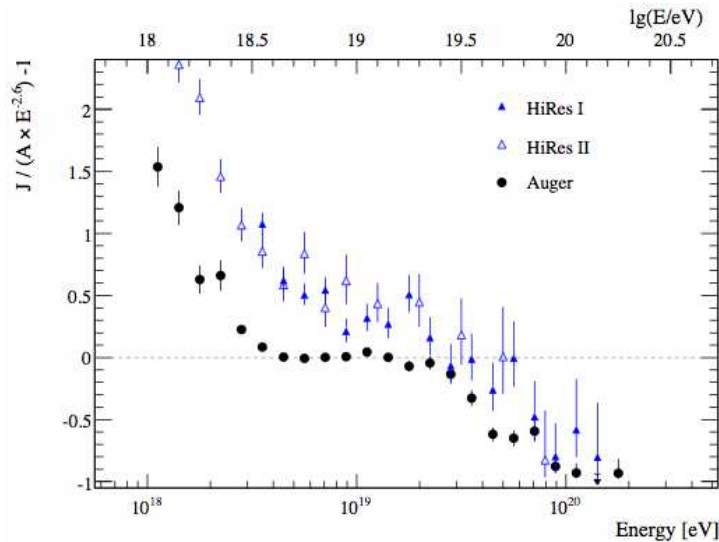


Fig. 1.5: Partie haute énergie du spectre de rayon cosmique, mesuré par l'Observatoire Pierre Auger. On aperçoit le durcissement du spectre à la cheville vers $\log E = 18.6$ et une suppression à partir de $\log E = 19.5$ [20].

Paradoxalement, cet effet peut aussi simplifier l'analyse des événements les plus énergétiques observés. D'une part, ils ne peuvent pas venir de très loin, de l'ordre de la centaine de mégaparsecs (1 parsec ~ 3.26 année-lumière). Les sources possibles à de telles distances sont en nombre restreint. D'autre part, cette courte distance limite la déviation que peuvent subir les rayons cosmiques dans les différents champs magnétiques qu'ils rencontrent, le pointage devrait en être facilité.

Production de rayons cosmiques

Depuis les premières observations de gerbes atmosphériques, la question de l'origine de telles énergies se pose. Pierre Auger, qui avait estimé cette énergie à au moins 10^{15} eV, a proposé une accélération par un champ électrique de très grande dimension. Cette hypothèse n'est plus vraiment d'actualité, cependant le mécanisme de production n'est toujours pas clairement établi.

En dessous du genou, les rayons cosmiques sont probablement accélérés au sein des chocs aux moments des explosions de supernovae galactiques, via le mécanisme de Fermi du premier ordre détaillé ci-dessous. Les supernovae permettent probablement d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'à 10^{15} eV. En faisant un bilan d'énergie, la fréquence des supernovae est aussi compatible avec le flux de rayons cosmiques. De plus, la forme du spectre est naturellement expliquée à partir du mécanisme de Fermi et de l'échappement de la galaxie. On considère ainsi généralement que jusqu'à quelques 10^{15} eV les rayons cosmiques sont issus des restes de supernovae galactiques.

Entre le genou et la cheville se produit sans doute une transition entre les rayons cosmiques galactiques et les rayons extragalactiques. Au-delà de la cheville, les rayons sont sûrement extragalactiques et leur origine est mystérieuse.

Mécanismes de Fermi Le mécanisme le plus conventionnel est celui de l'accélération de particules à partir d'une énergie plus faible, dit *bottom-up*.

La plupart des mécanismes actuels d'accélération de rayons cosmiques sont inspirés du modèle proposé par E. Fermi en 1949 et qui est maintenant connu sous l'appellation de *mécanisme de Fermi de second ordre* [21]. Ce mécanisme repose sur la présence de nuages magnétisés en

mouvement dans l'espace galactique. Ces nuages magnétiques agiraient comme des miroirs magnétiques sur lesquels rebondiraient les particules chargées.

En cas de choc sur une surface statique, la particule est réfléchiée sans changement d'énergie. En cas de choc frontal avec un nuage magnétique en déplacement, la particule gagne de l'énergie. Si la particule rattrape un nuage qui s'éloignait, elle perd une quantité d'énergie équivalente. Cependant, compte tenu des vitesses relatives de la particule et des nuages, les chocs frontaux sont légèrement plus probables et il y a en moyenne un gain d'énergie.

Cependant, il n'y a finalement un gain d'énergie que si les pertes d'énergies entre deux chocs sont suffisamment faibles, ce qui est vrai uniquement à haute énergie (de l'ordre du GeV). Se pose alors le problème de l'injection des particules, qui n'est pas évident. De plus, les gains d'énergie sont très lents et nécessitent de nombreuses collisions. L'énergie maximale accessible dépend alors de la durée du confinement du rayon cosmique dans la galaxie. Le spectre en énergie des particules ainsi accélérées suit alors naturellement une loi de puissance, mais l'indice est dépendant des modèles de sources utilisées.

Dans la fin des années 70, une version plus efficace du mécanisme d'accélération de Fermi a été proposée. L'accélération a ici lieu au sein d'un choc supersonique se déplaçant dans le milieu interstellaire, par exemple au niveau des coquilles de supernovae ou des jets de galaxies à noyaux actifs. Les deux milieux amont et aval du choc présentant tout deux des champs magnétiques turbulents capables de réfléchir les particules. Les vitesses des milieux de part et d'autres du choc étant différentes, les particules peuvent subir un choc frontal à chaque traversée du front du choc. Le mécanisme d'accélération est alors beaucoup plus efficace, le gain d'énergie est proportionnel à β la vitesse du choc. Cette accélération, appelée *mécanisme de Fermi du premier ordre*, constitue actuellement le modèle le plus probable de l'accélération des rayons cosmiques et conduit à un spectre à la source en E^{-2} . La probabilité d'échappement des rayons cosmiques augmentant avec l'énergie, le spectre observé serait adouci en E^{-3} .

Accélérateurs possibles Une limite peut être posée sur l'énergie maximale accessible par un objet simplement en imposant que le rayon de Larmor de la particule soit plus petit que la zone accélératrice, ce qui conduit à la relation suivante [22, 23] :

$$E_{max} \sim \beta \cdot Z \cdot \frac{B}{1 \mu\text{G}} \cdot \frac{L}{1 \text{kpc}} \quad [10^{18} \text{ eV}] \quad (1.1)$$

où β représente la vitesse caractéristique des éléments diffuseurs, Z la charge de la particule, B le champ magnétique et L la dimension de la zone accélératrice. Cette relation permet de comparer simplement les objets astrophysiques dans le diagramme dit de Hillas représenté en figure 1.6.

Comme on peut le voir, peu d'objets semblent capables d'accélérer les protons jusqu'à 10^{20} eV, d'autant plus que la relation ci dessus est une estimation optimiste de l'énergie maximale accessible dans un cas idéal. Il faut de plus que l'accélération se passe à une échelle de temps compatible avec la durée de vie de l'objet accélérateur et que la zone d'accélération soit suffisamment grande pour que les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron ne soient pas trop importantes. Il ne reste finalement pas beaucoup d'objets capables d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux énergies les plus élevées observées, même en considérant un modèle optimiste. Les objets les plus souvent évoqués actuellement étant les galaxies à noyaux actifs et les sursauts gamma.

Top-Down Devant la grande difficulté à expliquer l'accélération des rayons jusqu'aux plus grandes énergies observées, doublée de la non-observation de l'effet GZK par l'expérience AGASA, l'hypothèse de l'accélération a été remise en cause. Des modèles de création de particules directement à des énergies égales ou supérieures aux énergies observées ont été étudiés. Ces scénarii

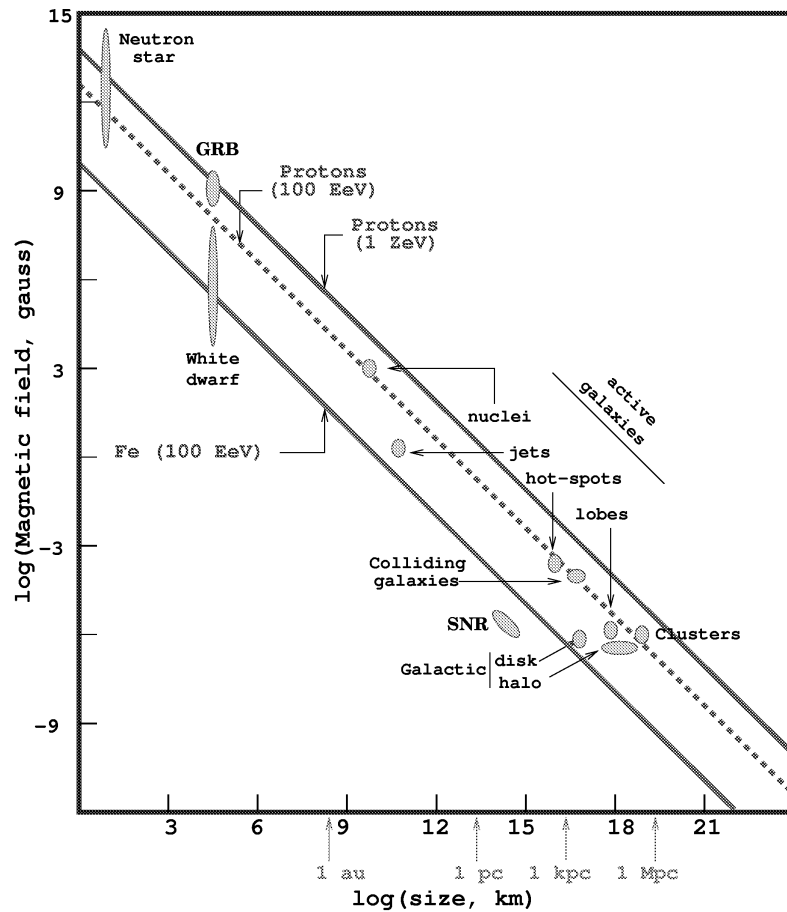


Fig. 1.6: Diagramme de Hillas : Classification des objets astrophysiques en fonction de leur dimension et de leur champ magnétique, afin d'estimer leur pouvoir d'accélération maximal, figure dérivée de [22].

dits *top-down* impliquent généralement de la nouvelle physique, que ce soit la désintégration de particules supermassives métastables, l'évaporation de micro trous noirs primordiaux, les défauts topologiques ou les monopôles magnétiques. Cependant, tous ces modèles conduisent à la production d'un large spectre de particules. Les limites récemment posées par l'Observatoire Pierre Auger sur le flux de photons à très haute énergie semblent exclure ces scénarii *top-down* [24].

L'origine des rayons cosmiques de haute énergie constitue ainsi actuellement un des plus grands mystères de la physique. Cependant, la corrélation déjà évoquée en partie 1.1.3 entre les événements de l'Observatoire Pierre Auger et les AGN proches (Fig. 1.3) semble indiquer qu'une partie au moins des rayons cosmiques proviennent des AGN ou de leur entourage. Toutefois, aucun modèle d'accélération n'est aujourd'hui assez convainquant pour qu'un consensus existe.

1.1.4 Enjeux actuels

Les rayons cosmiques d'énergie extrême sont toujours l'objet de nombreuses interrogations et d'espoir. Du côté astroparticules, les sources et les mécanismes d'accélération de ces particules sont toujours inconnus. Une fois que les sources seront observées avec suffisamment de statistique, l'étude de la propagation des rayons cosmiques pourrait aussi apporter des informations précieuses sur les milieux interstellaires et intergalactiques, telles que les champs magnétiques, actuellement très peu contraints.

Du point de vue astronomique, l'ensemble de nos observations jusqu'à présent sont effectuées avec des photons, des ondes radio (~ 1 m, soit $\sim 10^{-6}$ eV) aux rayons gamma (au-delà de 10^5 eV, soit 10^{-11} m), en passant entre autres par les micro-ondes, la lumière visible, les rayons X, etc. Or comme l'a montré la récente corrélation des événements les plus énergétiques de l'Observatoire Pierre Auger avec les AGN proches [14], nous sommes sur le point de faire de l'astronomie des particules. Cela veut dire à terme mesurer le spectre en énergie et en masse des sources individuellement, afin d'identifier les processus et de mieux comprendre ces objets.

Enfin, concernant la physique des particules, les rayons cosmiques offrent une opportunité unique d'observer la physique à une telle énergie. Par exemple, grâce aux gerbes atmosphériques, on peut espérer obtenir des mesures de sections efficaces à très haute énergie, comme le $\sigma_{\text{proton-air}}$ à plusieurs centaines de fois l'énergie au centre de masse qui devrait être atteinte au LHC. L'étude de la composition des gerbes, de la proportion de muons par exemple, pourrait aussi contraindre les modèles d'interactions hadroniques [25]. D'autres découvertes pourraient être liées à la compréhension des mécanismes au niveau des sources de rayons cosmiques, à des énergies encore plus élevées. Une autre piste intéressante pourrait être l'observation d'un phénomène transitoire avec différents messagers, afin par exemple de tester la relativité à très grande distance et à très haute énergie.

Finalement, l'arrivée de nouveaux messagers comme les rayons cosmiques de très haute énergie, les neutrinos, voire les ondes gravitationnelles pourrait bien bouleverser le paysage de l'astronomie et de la physique des particules. Le site sud de l'Observatoire Auger a permis de faire un pas important dans ce sens avec sa surface de $3\,000$ km². La statistique apportée par un site nord de plusieurs dizaines de milliers de km² ou un projet spatial (cf. EUSO en p.28) promet des résultats intéressants.

1.2 Les gerbes atmosphériques

Au delà de 10^{14} eV, le flux de rayons cosmiques est trop faible pour permettre une détection directe avec des instruments embarqués sur des ballons ou des satellites. Toutefois, des particules aussi énergétiques produisent dans l'atmosphère des cascades contenant suffisamment de particules pour qu'elles soient détectables depuis le sol. Nous allons maintenant présenter ces gerbes atmosphériques ainsi que les deux modes de détection classiques (détecteur au sol et télescopes

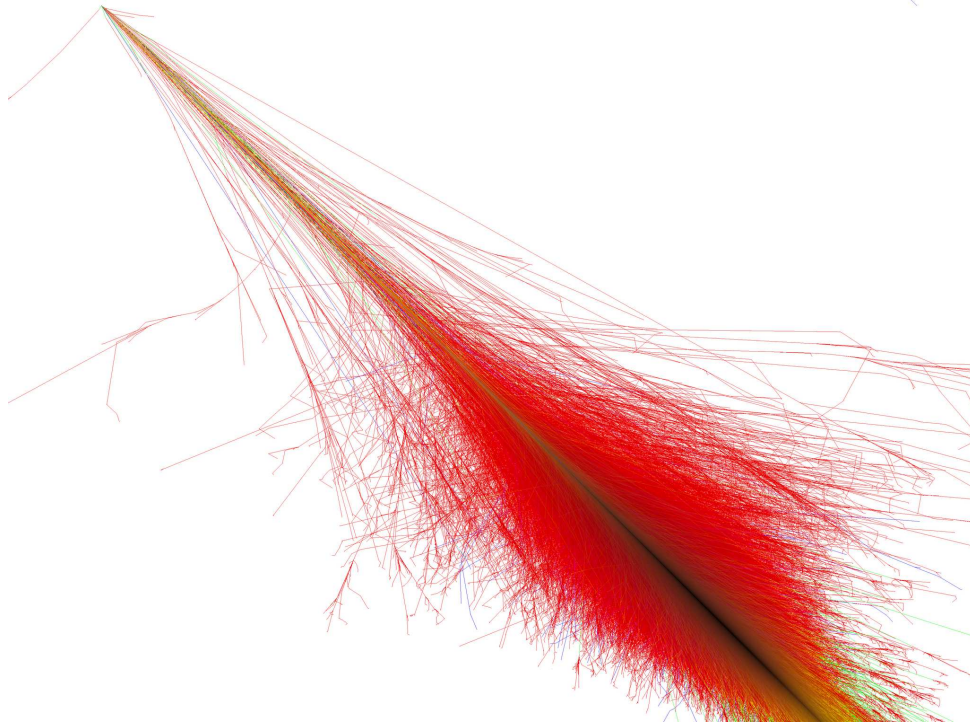


Fig. 1.7: Représentation d'une gerbe issue d'un proton de 10^{15} eV et d'angle zénithal $\theta = 45^\circ$, simulée avec CORSIKA [26]. Les distances horizontales et verticales représentées ici correspondent à environ 70 km. La composante électromagnétique de la gerbe (électrons, positons, gammas) est représentée en rouge, la composante muonique en vert et la composante hadronique en bleu.

de fluorescence). Des méthodes de détection alternatives seront ensuite évoquées, avant de nous intéresser à partir du prochain chapitre à la radiodétection des gerbes atmosphériques.

1.2.1 Description générale

Lorsqu'un noyau de haute énergie arrive sur Terre, il heurte les particules de l'atmosphère et interagit de manière inélastique, créant ainsi des particules secondaires. Ces particules secondaires possédant elles aussi une très grande énergie, elles vont produire d'autres particules, et ainsi de suite. L'atmosphère joue alors le rôle de calorimètre géant dans lequel se développe une cascade de particules secondaires, appelée gerbe atmosphérique (un exemple de gerbe simulée est représenté en figure 1.7).

Les principaux processus intervenant dans le développement des gerbes sont décrits ci-dessous, et illustrés par la figure 1.8 :

- Lorsque le noyau primaire entre dans l'atmosphère, il interagit de manière inélastique et produit principalement des pions π^0 et π^\pm .
- Les pions neutres π^0 se désintègrent, avant d'avoir pu interagir, en paire de photons γ qui initient la cascade électromagnétique.
- Tant que leur énergie est suffisante, les pions chargés π^\pm ont tendance à entretenir la composante hadronique de la gerbe. Leur énergie diminuant, ils se désintègrent ensuite en muons.
- Si les muons peuvent émettre des photons ou se désintégrer en électrons, la majeure partie se propage à travers l'atmosphère sans autre interaction.
- Les photons γ créés par les différents processus génèrent des électrons et positons par création de paires, qui régénèrent des photons γ par *Bremsstrahlung*, et ainsi de suite tant

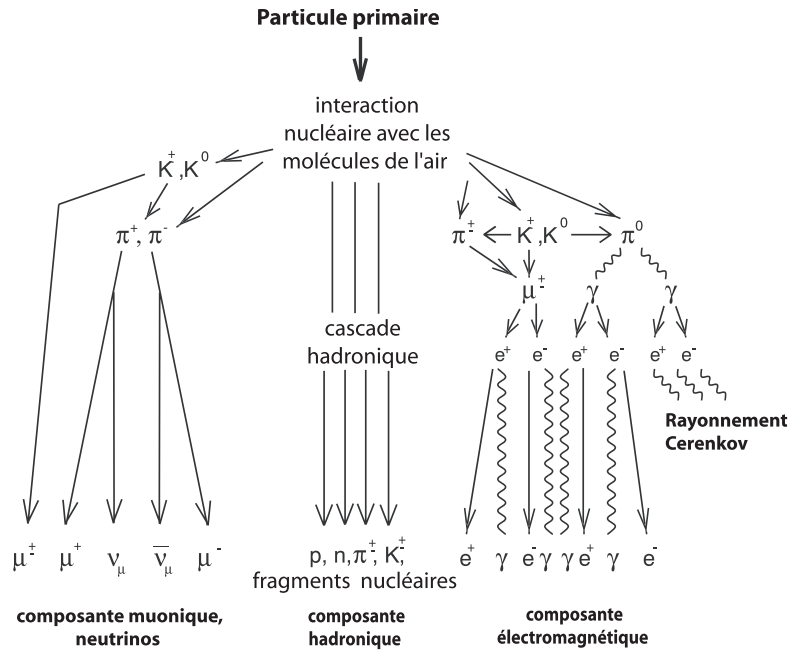


Fig. 1.8: Représentation simplifiée du développement d'une gerbe issue d'un hadron.

que l'énergie est suffisante.

On décompose généralement la gerbe en trois composantes : la composante hadronique (noyaux, pions, kaons), la composante muonique (muons) et la composante électromagnétique (électrons, positons et photons). Ces différentes composantes de la gerbe se développent à des vitesses différentes dans l'atmosphère, comme illustré sur la figure 1.9. La cascade hadronique aura tendance à atteindre son maximum en premier, au bout de quelques centaines de $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. La cascade électromagnétique peut s'étendre jusqu'à plus d'une atmosphère ($1\,000\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$). Finalement, la composante muonique peut se propager sur de très grandes distances. On peut aussi ajouter les neutrinos atmosphériques issus des désintégrations des π^\pm , des K^\pm et des μ^\pm , mais ils ne présentent pas d'intérêt pour la détection des rayons cosmiques (au contraire ils représentent la première source de bruit des expériences comme IceCube ou Antares/KM3NeT).

1.2.2 Description quantitative

Des modèles analytiques permettent de comprendre les grandes lignes du développement des gerbes et d'introduire élégamment certaines quantités macroscopiques. Cependant, pour une description plus réaliste, on a généralement recouru à des simulations Monte Carlo lourdes mais reproduisant assez fidèlement l'ensemble des interactions importantes pour le développement des gerbes. Cependant, il est généralement plus pratique de disposer de formules permettant de calculer simplement les variables voulues. Des formules paramétriques reproduisant correctement les résultats de simulation et éventuellement inspirées des modèles analytiques sont généralement employés.

Nous allons présenter ici quelques résultats qualitatifs sur le développement longitudinal et le développement latéral des gerbes, à travers ces différentes approches.

Développement longitudinal

Lorsqu'une gerbe se développe dans l'atmosphère, le nombre de particules commence par croître avant de passer par un maximum et de décroître (à moins qu'elle ne heurte le sol avant). On s'intéressera ici au nombre moyen de particules en fonction de l'épaisseur d'atmosphère

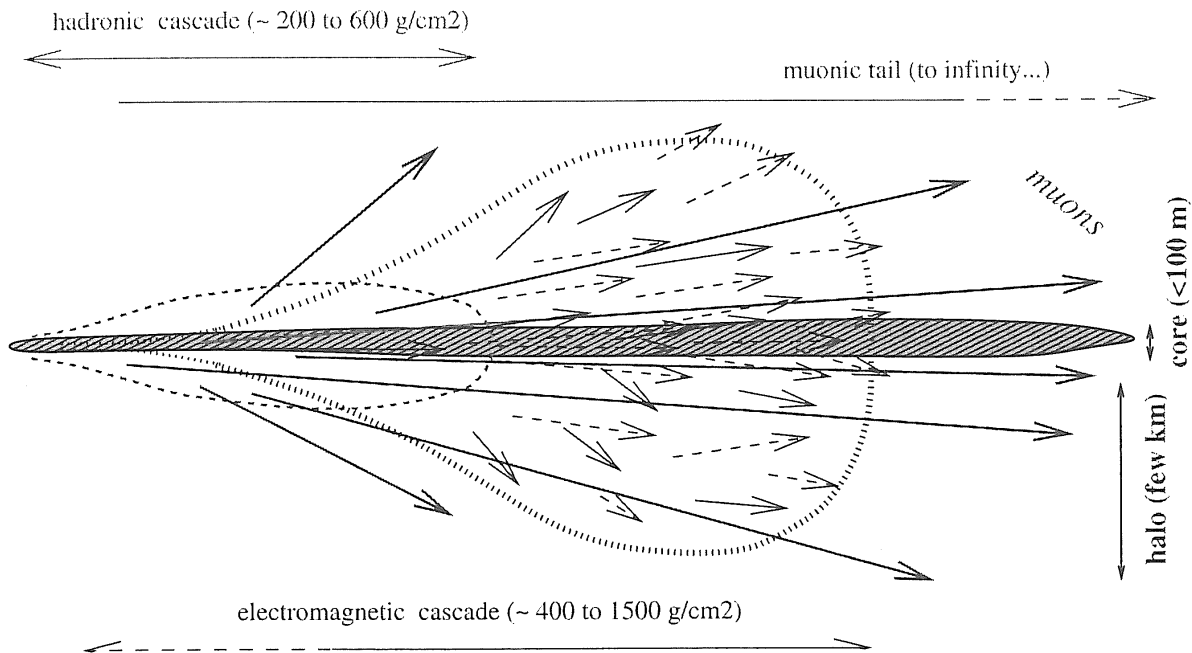


Fig. 1.9: Extension spatiale des composantes hadronique, électromagnétique et muonique d'une gerbe, extraite de [27].

traversée, en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Parmi les différents modèles, nous aborderons ici uniquement le modèle ultra simplifié de Heitler [28, 29] qui grâce à quelques hypothèses simplificatrices permettent d'introduire élégamment certaines quantités macroscopiques et le modèle plus réaliste de GIL (Greisen-Iljina-Linsley) [30].

Modèle de Heitler Il décrit le développement d'une gerbe électromagnétique, en ne considérant que la création de paire e^+e^- et l'émission de photons par *Bremsstrahlung*. La quantité de matière caractéristique pour ces réactions est la longueur de radiation X_0 valant environ $37\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ dans l'air. Pour simplifier, tant que l'énergie est au dessus d'une énergie critique $E_c \sim 80\text{ MeV}$, on considère que l'on a une interaction après chaque pas $X = X_0 \ln 2$. Chacune des deux particules issues de l'interaction ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ou $e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) emporte la moitié de l'énergie. Le développement de cette gerbe est schématisée en figure 1.10.

Après n étapes, la cascade contient 2^n particules d'énergie $E/2^n$. Lorsque l'énergie par particule devient trop faible, c'est-à-dire inférieure à E_c , il n'y a plus de création de particules mais simplement des pertes par ionisation. On définit alors le nombre maximal de particules N_{max} et la quantité de matière traversée au moment du maximum X_{max} de la manière suivante :

$$N_{max} = \frac{E}{E_c} \quad (1.2)$$

$$X_{max} = X_0 \ln \frac{E}{E_c} \quad (1.3)$$

Bien qu'extrêmement simpliste, les grandeurs obtenues avec ce modèle sont approximativement en accord avec la réalité. On remarquera notamment que le nombre de particules au maximum N_{max} est proportionnel à l'énergie E du rayon cosmique primaire, et que la quantité de matière traversée au maximum de développement X_{max} varie avec le logarithme de E . On introduit au passage le taux de variation du X_{max} par rapport au logarithme de l'énergie λ_r , généralement appelé *taux d'élongation*.

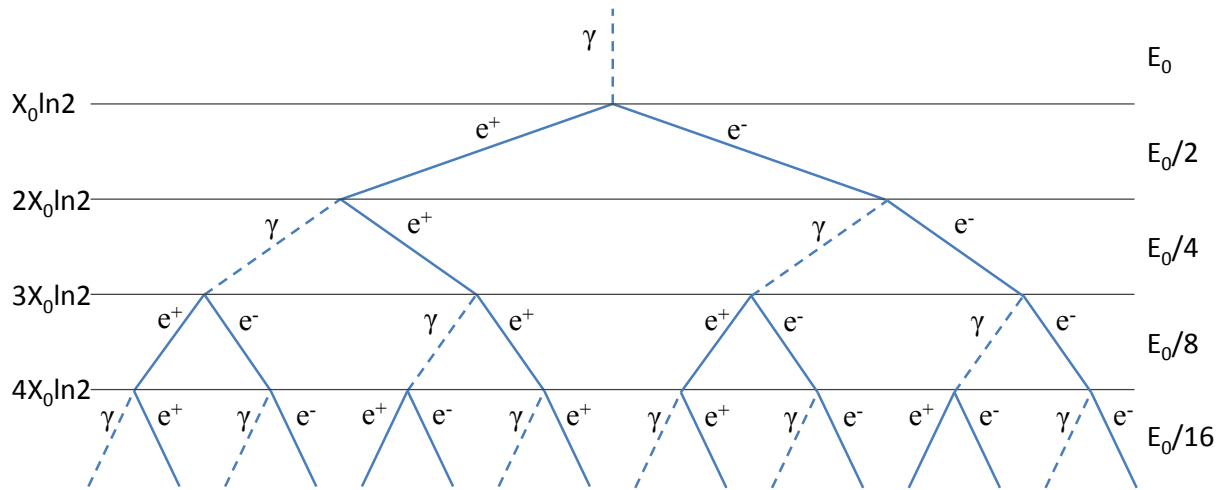


Fig. 1.10: Représentation schématique du développement d'une gerbe électromagnétique, dans l'approximation de Heitler.

L'approche analytique développée par la suite par Greisen permet de représenter plus précisément l'ensemble de la gerbe, dont la décroissance du nombre de particules après être passé par le maximum [31]. La notion d'âge de gerbe y apparaît. Cette variable, généralement notée s , décrit le stade de développement de la gerbe et est nulle au premier point d'interaction, vaut un à son développement maximal X_{max} puis augmente encore lorsque la gerbe décroît.

Approche Monte Carlo Pour une description plus précise des gerbes, des programmes Monte Carlo sont généralement utilisés. Les particules sont propagées individuellement, des tirages aléatoires étant effectués de manière à représenter l'ensemble des interactions possibles. Les deux programmes de simulation de gerbes les plus utilisés actuellement sont le programme AIRES (pour AIR-shower Extended Simulation [32]) et CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade[33]). Les deux simulations fournissent des résultats similaires, tant que les mêmes modèles d'interactions sont utilisés. La principale incertitude systématique provient des modèles d'interactions hadroniques à haute énergie, extrapolés relativement loin des valeurs de sections efficaces mesurées sur accélérateur.

La distribution longitudinale des principaux types de particules d'une gerbe simulée est représentée en figure 1.11 en fonction de l'altitude du point d'observation (ici exprimé en fonction de la pression du point d'observation p). La simulation est représentée jusqu'au niveau de la mer, à $p = 1030 \text{ g.cm}^{-2}$. Tant que la gerbe n'est pas trop âgée, la composante électromagnétique domine. Ensuite, la composante muonique devient prédominante car les muons peuvent se propager sur des distances beaucoup plus importantes.

La transition entre les deux dépend principalement de l'âge de la gerbe. Pour un point d'observation donné (altitude), cet âge augmente avec l'angle zénithal et diminue avec l'énergie du rayon cosmique primaire (car le X_{max} augmente). Une gerbe très inclinée sera donc relativement plus riche en muons. Les relations de GIL présentées ci dessus ont été ajustées pour correspondre à la composante électromagnétique obtenue avec la simulation.

Modèle de GIL Pour simplifier l'analyse des données expérimentales, des formules donnant le nombre de particules moyen sont plus simples à utiliser que les résultats de simulations Monte Carlo. Nous nous attarderons par exemple sur une représentation paramétrique dite de GIL, proposée par J. Linsley en se basant sur les relations de Greisen [34] et d'une variante adaptée

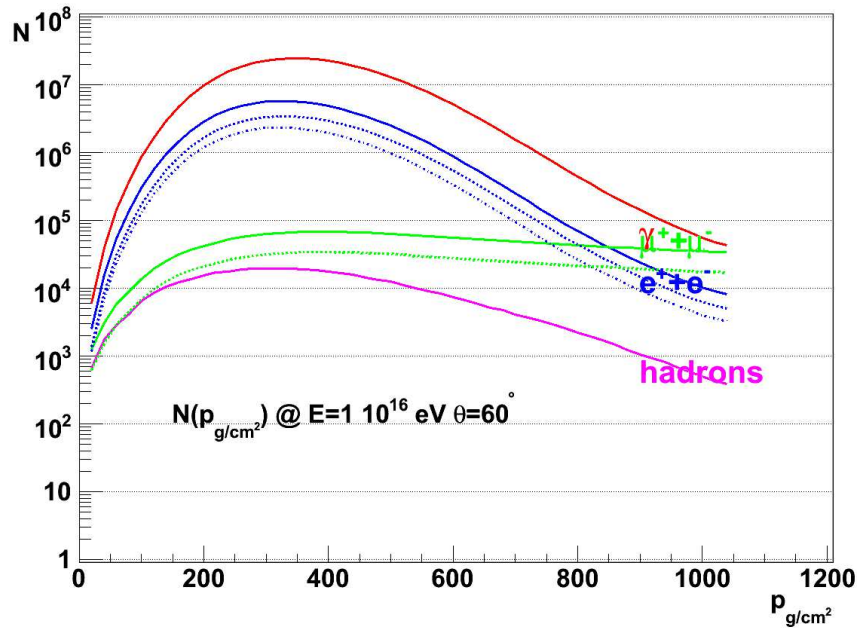


Fig. 1.11: Profil longitudinal d'une gerbe de 10^{16} eV avec un angle zénithal de $\theta = 60^\circ$; simulée avec CORSIKA. Le nombre de particules est représenté en fonction de la pression p en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Il faut ici multiplier cette pression environ par deux pour obtenir l'épaisseur d'atmosphère traversée.

aux gerbes initiées par des noyaux par Ilijna *et al.*. Ces relations donnent le nombre de positons et électrons N en fonction de l'énergie du primaire E :

$$N(E, t) = \frac{E}{E_l} e^{t-t_{max}-2t \cdot \ln(s)} \quad (1.4)$$

E_l est un facteur de normalisation valant 1.45 GeV et $t = \frac{X-X_1}{X_0}$ est l'épaisseur d'atmosphère traversée depuis la première interaction, exprimée en longueur d'interaction ($X_0 = 37.15 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$). L'épaisseur d'atmosphère traversée au moment du développement maximal est donnée par la relation :

$$t_{max} = a + b \left(\ln \frac{E}{E_c} - \ln A \right) \quad (1.5)$$

$a = 1.7$ est un offset global, $b = 0.76 \equiv \lambda_r$ est le taux d'élongation (ajusté expérimentalement), $E_c = 81 \text{ MeV}$ est l'énergie critique et A la masse du primaire. A partir de t et t_{max} , on définit l'âge de la gerbe s :

$$s = \frac{2t}{t + t_{max}} \quad (1.6)$$

Cette variable décrit le stade de développement de la gerbe. Elle vaut zéro au point de première interaction, un au maximum de la gerbe et deux à l'infini, lorsque la gerbe est éteinte.

Ce modèle analytique reproduit assez fidèlement le nombre d'électrons et positons obtenus avec les simulations Monte Carlo comme AIRES [32] et CORSIKA [33], comme étudié dans la référence [30]. Les profils obtenus pour un proton de 10^{20} eV avec AIRES et GIL sont comparés sur la figure 1.12. On voit que l'accord est relativement bon, sauf quand la gerbe est très jeune mais ce n'est pas un problème pour ce qui nous intéresse par la suite. En revanche, on voit que l'on ne peut pas négliger les muons pour les gerbes très âgées, au-delà de $2000 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ici, ce qui correspond à deux atmosphères verticales soit à l'atmosphère vue sous un angle zénithal de 60° .

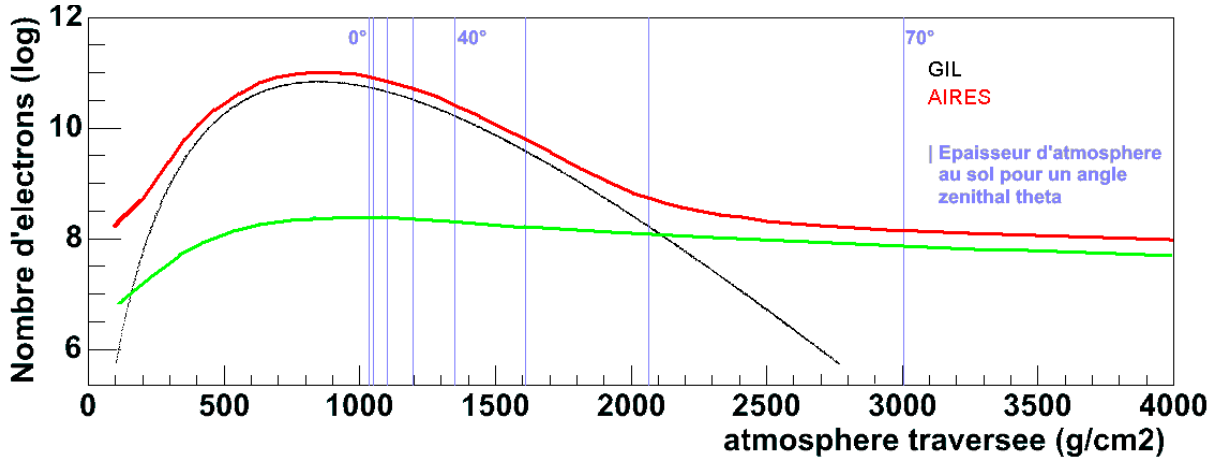


Fig. 1.12: Développement longitudinal d'une gerbe issue d'un proton de 10^{20} eV, d'après les relations de GIL et simulée avec AIES. La courbe noire correspond au nombre de positons et électrons d'après les relations de GIL. La courbe rouge correspond au nombre total de particules chargées avec AIES, nombre auquel il faudrait retrancher les muons (en vert) pour obtenir le nombre de positons et électrons.

Ce modèle de GIL nous servira ensuite pour réaliser un premier estimateur de l'énergie avec un détecteur au sol, ainsi qu'à l'étude de l'effet des fluctuations du premier point d'interaction sur cet estimateur (partie 3.1.2).

Distribution transverse

Approche Monte Carlo Un exemple de distribution latérale des particules au niveau du sol est représenté en figure 1.13, pour une gerbe verticale de $5 \cdot 10^{15}$ eV simulée avec CORSIKA. Le nombre total d'électrons et de positons est ici bien supérieur au nombre de muons. Toutefois, la distribution des électrons et positons est plus piquée que la distribution de muons. A grande distance de l'axe de la gerbe, les muons deviennent dominants.

Formule NKG La distribution latérale de particule dans la gerbe a aussi été l'objet de différentes descriptions paramétriques. La formule la plus largement répandue est celle dite NKG pour Nishimura, Kamata et Greisen [35, 36], exprimant la densité de particule en fonction de l'âge de la gerbe, de la distance à l'axe, du nombre total de particule et de la densité de l'atmosphère :

$$\rho_{NKG}(r, s, N_e) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (1.7)$$

$$r_m(h) = \frac{m_e c^2 X_0}{E_c \cdot \rho(h)} \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \quad (1.8)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2t_{max}} \quad (1.9)$$

La définition de l'âge de la gerbe s est ici légèrement différente de celle utilisée dans les relations de GIL. $\rho(h)$ correspond à la densité de l'atmosphère à l'altitude h et α à la constante de structure fine. La valeur r_m représente la distance caractéristique de la dispersion latérale des électrons liées à la diffusion multiple et il vaut environ 70 m au niveau de la mer. En moyenne, 90 % de l'énergie de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon r_m et 99 % dans un cylindre de rayon $3.5r_m$.

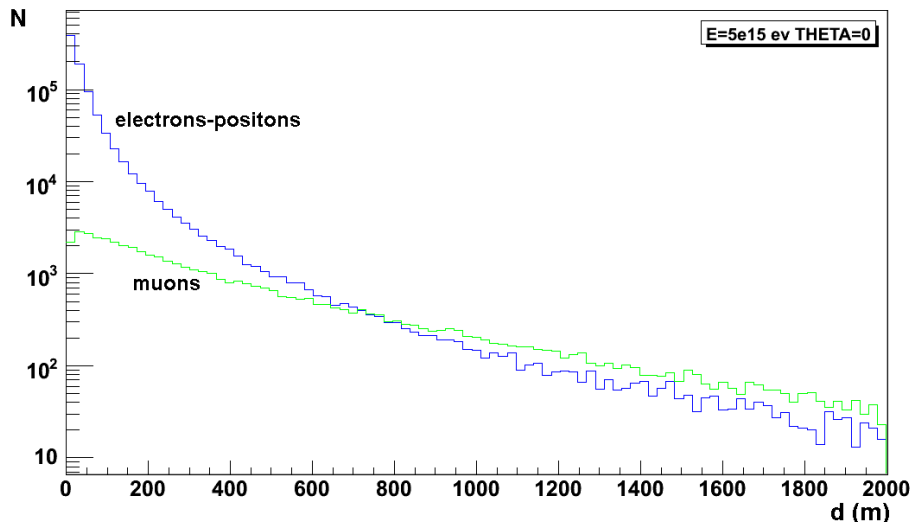


Fig. 1.13: Histogramme des distances à l'axe de la gerbe des électrons-positons (bleu) et des muons (vert), au niveau du sol et pour une gerbe verticale de $5 \cdot 10^{15}$ eV simulée avec CORSIKA.

La formule précédente correspond à la composante électromagnétique de la gerbe. Des formules dérivées peuvent être utilisées pour représenter le comportement à grande distance de la gerbe, où la gerbe contient principalement des muons. On notera aussi que la distribution NKG est souvent légèrement ajustée afin de mieux correspondre aux résultats expérimentaux ou simulés considérés. Les relations de GIL et NKG sont représentées en figures 1.15 et 1.16 et des ordres de grandeurs pour différentes gerbes sont donnés.

1.2.3 Universalité des gerbes - Observables privilégiées

Universalité ?

Nous avons ainsi décrit brièvement le développement des grandes gerbes dans l'atmosphère. Or ces gerbes nous intéressent non pour elles-mêmes mais pour caractériser les rayons cosmiques dont elles sont issues. Les paramètres de ces rayons cosmiques sont en nombre restreint : la nature de la particule, son énergie, sa direction et son temps d'arrivée.

Nous avons vu qu'au cours du développement d'une gerbe, elle passe par un nombre maximum de particules N_{max} pour une épaisseur d'atmosphère traversée appelée X_{max} . Ces deux variables occupent généralement une place privilégiée dans les représentations paramétriques des développements de gerbes. Elles permettent d'ailleurs à elles seules de caractériser grossièrement l'intégralité du développement de la gerbe. Différents auteurs ont essayé de chercher ce que ces variables ont d'*universel*, afin de décrire complètement les gerbes, et de faire la correspondance entre ces variables et les paramètres intéressants (nature et énergie des rayons cosmiques) [37, 38, 39, 40, 41].

Observables privilégiées

La mesure de la direction et de l'instant d'arrivée d'une gerbe est assez aisée, que ce soit avec un détecteur observant le profil de la gerbe (qui donne directement la direction) ou avec un détecteur au sol (par mesure de temps de vol). L'énergie et la nature du primaire sont plus délicates à estimer.

Nous avons vu que le nombre de particules maximum N_{max} était quasiment proportionnel à l'énergie, et cette relation est valable presque indépendamment de la nature du primaire.

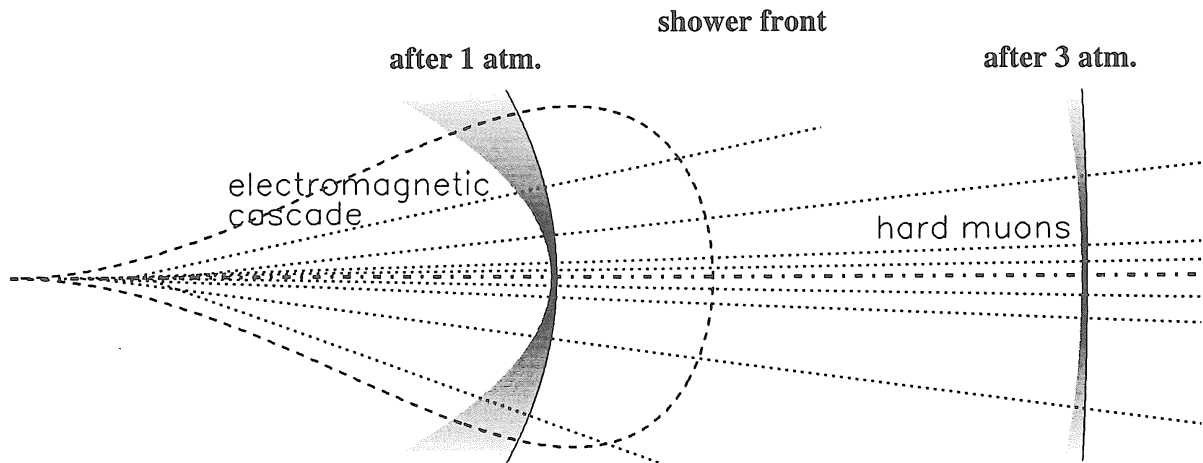


Fig. 1.14: Evolution de la structure spatiale du front de gerbe avec l'âge, extraite de [27].

L'épaisseur d'atmosphère traversée au moment de ce maximum X_{max} varie par définition avec le logarithme de cette énergie via le taux d'élongation λ_r . Cependant cette proportionnalité n'a lieu qu'après la première interaction, X_{max} est alors de la forme $X_{max} \sim X_1 + \lambda_r \log E$. La valeur moyenne de l'épaisseur d'atmosphère traversée X_1 au moment de la première interaction dépend beaucoup de la masse du primaire. En effet, si l'on regarde un noyau de masse A et d'énergie E comme une superposition de A nucléons indépendants d'énergie E/A (approximation valable aux énergies considérées), le X_{max} est donc diminué de $\lambda_r \log A$. Pour un taux d'élongation $\lambda_r \sim 55 \text{ g.cm}^{-2}$, la différence de X_{max} entre un proton et un noyau de fer est donc proche de 100 g.cm^{-2} .

Si l'on parvient à mesurer indépendamment l'énergie (via N_{max} par exemple) et le X_{max} , on peut donc envisager obtenir la masse des rayons cosmiques. Cependant cette mesure repose sur ce qui se passe au tout début de la gerbe et le point de première interaction fluctue selon une longueur caractéristique de quelques dizaines de g.cm^{-2} . La mesure de masse présentée ici ne peut donc être envisagée qu'en moyenne, sur un grand nombre d'événements.

Autres observables

Lorsque le rayon cosmique primaire est un gamma, la gerbe ne contient pas de muon ou presque, contrairement aux gerbes issues de hadrons. Pour les secondes, le nombre de muons dépend de la masse du primaire. Une gerbe créée par un noyau lourd contiendra donc plus de muons qu'une gerbe issue d'un proton, ce qui peut permettre une mesure de la masse. Cette mesure est toutefois compliquée par le couplage avec la mesure de l'énergie, qui doit alors être estimée indépendamment.

Des informations sur l'âge de la gerbe peuvent aussi être obtenues grâce à des variables, comme le rayon de courbure (illustré en figure 1.14), la durée des signaux (un signal bref correspond à une gerbe plus vieille) ou la topologie de la gerbe au sol, plus ou moins piquée. Cependant, ici aussi l'estimation de la masse est délicate. Ce type de mesure serait par contre adapté à la caractérisation d'une gerbe anormalement jeune à très grand angle zénithal, ce qui signerait une gerbe issue de neutrino.

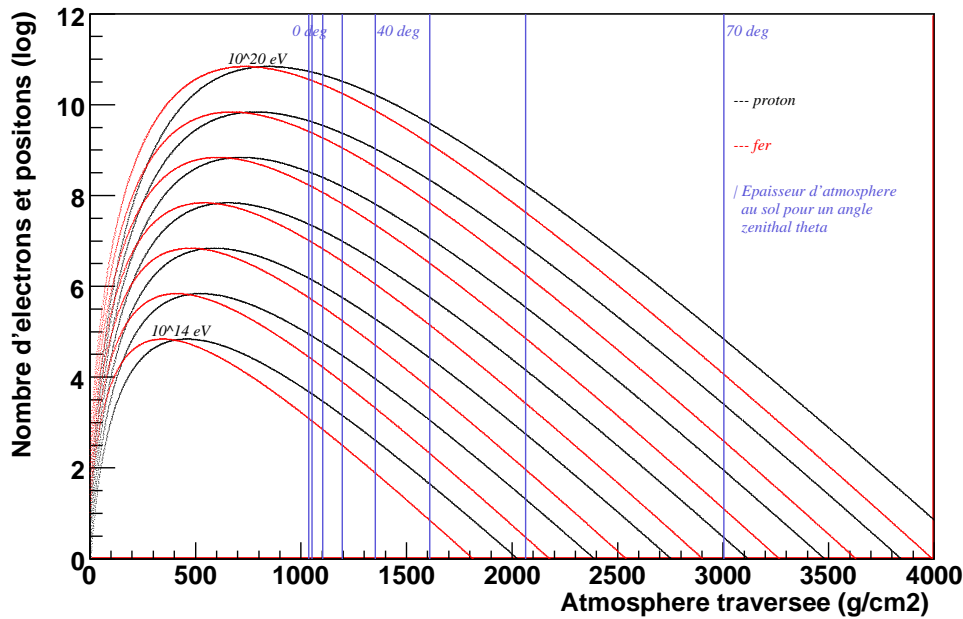


Fig. 1.15: Développement longitudinal de gerbes issues de protons (noir) ou de fer (rouge) à différentes énergies, selon les relations de GIL. L'épaisseur d'atmosphère traversée est indiquée depuis la première interaction.

1.2.4 Ordres de grandeur

Taille de gerbe

A titre d'illustration, des profils de gerbes obtenus avec les relations de GIL (présentées précédemment p.16) sont représentés en figure 1.15. Ces gerbes sont issues de protons (noir) ou de fer (rouge) et les énergies sont comprises entre 10^{14} et 10^{20} eV. On observe bien la proportionnalité du N_{max} avec l'énergie, et celle du X_{max} avec le logarithme de l'énergie, de même que le décalage systématique entre les X_{max} des gerbes issues de proton et de fer.

Les lignes verticales indiquent les épaisseurs d'atmosphère au sol au niveau de la mer en fonction de l'angle zénithal θ , calculé en atmosphère courbe à partir du modèle U.S. Standard Atmosphere [42]. La pression moyenne au niveau de la mer correspond à une épaisseur d'atmosphère verticale 1036 g.cm^{-2} . On atteint ensuite deux atmosphères à $\theta=60^\circ$, trois à $\theta=70^\circ$ et finalement trente-six atmosphères à $\theta=90^\circ$.

Une gerbe de 10^{16} eV contient à son maximum environ 7×10^6 particules (7×10^{10} pour 10^{20} eV). Au niveau de la mer, il reste environ 1.5×10^6 particules pour une gerbe verticale (cas du proton), et ce nombre est divisé par dix après 364 g.cm^{-2} , ce qui correspond à un angle zénithal de 42° , puis encore par dix après 280 g.cm^{-2} supplémentaires ($\theta=52^\circ$).

Les fluctuations du nombre de particules au sol sont principalement liées à la fluctuation du premier point d'interaction, dont la longueur caractéristique est de 32 g.cm^{-2} pour un proton vers 10^{16} eV et diminue avec l'énergie (21 g.cm^{-2} vers 10^{20} eV).

Distribution au sol

Des fonctions de distribution latérale de type NKG sont représentées en figure 1.16. Le nombre de particules total est fixé, l'épaisseur traversée vaut X_{max} , $2 X_{max}$ et $3 X_{max}$. La distribution de densité de particules est très piquée et diminue d'un à deux ordres de grandeur sur les cinquante premiers mètres. Les distributions deviennent moins piquées à mesure que l'âge de la gerbe augmente.

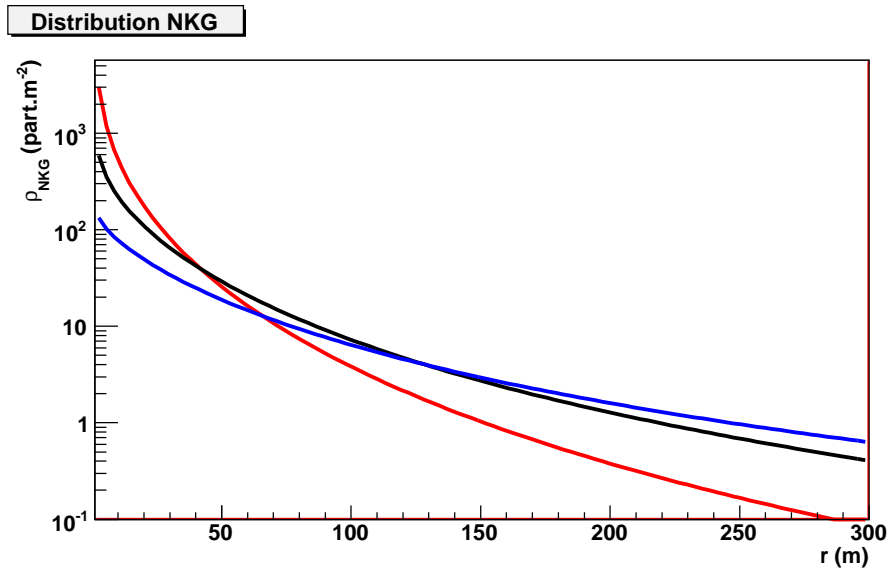


Fig. 1.16: Distributions NKG représentant la densité de particules ρ_{NKG} en fonction de la distance à l'axe de la gerbe r . Le nombre total de particules est fixé ici à 1.5×10^6 , et l'épaisseur d'atmosphère traversée est de X_{max} (rouge), $2 X_{max}$ (noir) et $3 X_{max}$ (bleu).

E (eV)	X_{max} (g.cm ⁻²)	$\left(\frac{X}{X_{max}}\right)_0$	N_0	R_0^1 (m)	$\left(\frac{X}{X_{max}}\right)_{60}$	N_{60}	R_{60}^1 (m)
10^{14}	450	2.3	4.8×10^3	3	4.6	< 1	—
10^{15}	510	2.0	8.9×10^4	67	4.1	20	—
10^{16}	580	1.8	1.5×10^6	210	3.6	5.5×10^2	—
10^{17}	660	1.6	2.3×10^7	450	3.1	1.4×10^4	3
10^{18}	720	1.4	3.3×10^8	870	2.9	3.4×10^5	120
10^{19}	780	1.3	4.4×10^9	1600	2.6	7.7×10^6	450
10^{20}	850	1.2	5.4×10^{10}	2600	2.4	1.6×10^8	1200

Tab. 1.2: Pour des gerbes de différentes énergies E , quelques ordres de grandeurs issus des relations de GIL et NKG : X_{max} , épaisseur d'atmosphère verticale $\left(\frac{X}{X_{max}}\right)_0$ et à 60° $\left(\frac{X}{X_{max}}\right)_{60}$ exprimée en unités de X_{max} , nombre d'électrons et positons au sol pour des gerbes provenant de 0 et 60° (N_0 et N_{60}) et distance à l'axe à laquelle la densité de particules est de 1 part.m^{-2} (R_0^1 et R_{60}^1). Ces distances sont exprimées dans le repère de la gerbe (pas d'effet de projection).

Dans le tableau 1.2, les relations de GIL ont été utilisées pour estimer le nombre de particules (électrons et positons) au sol en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal. A partir des ces valeurs, de l'âge et des relations NKG, la distance pour l'axe à laquelle la densité de particule est de 1 part.m⁻² a été estimée. Pour une gerbe verticale de 10¹⁸ eV par exemple, quelques 10⁸ électrons et positons arrivent au sol, et la densité est de 1 part.m⁻¹ vers 900 m de l'axe de la gerbe. Pour la même gerbe à $\theta=60^\circ$, seulement quelques 10⁵ électrons et positons arrivent au sol, et la densité vaut 1 à 120 m de l'axe de la gerbe. Projeté au sol, cela donne $\frac{120}{\cos 60} = 240$ m dans la direction de la gerbe et reste 120 m sur l'axe perpendiculaire. On notera qu'on n'a considéré ici uniquement les électrons et positons. La composante muonique, si elle est négligeable au maximum de la gerbe, devient ensuite dominante lorsque la gerbe électromagnétique est très âgée.

Nous allons ensuite passer en revue les principales méthodes expérimentales pour mesurer ces gerbes, en insistant sur les atouts et les points faibles de chaque technique.

1.3 Les modes de détection

1.3.1 Les réseaux de détecteurs de particules au sol

C'est la technique avec laquelle Pierre Auger a découvert les gerbes atmosphériques en 1938 : plusieurs détecteurs de particules de l'ordre d'une centaine de cm² ont été utilisés et des signaux ont été observés en coïncidence temporelle sur plusieurs détecteurs. En espaçant progressivement les détecteurs, jusqu'à 5 m [43], puis 50 m [44] et même jusqu'à 300 m [45], des signaux simultanés étaient toujours observés, non compatibles avec une coïncidence fortuite. A partir de ces mesures, l'énergie de certaines gerbes a été estimée à plus de 10¹⁵ eV dès 1939. Un spectre en énergie de la forme E^{-3} a été obtenu et la question du mécanisme produisant de telles énergies se posait déjà [45].

Un réseau de détecteurs de particules au sol est donc constitué d'un ensemble de détecteurs enregistrant les signaux des particules de la gerbe au moment où elles arrivent au sol. Pour être sensible plus particulièrement à certains types de particules, on peut éventuellement jouer sur le type de détecteur, sa géométrie ou son blindage. Les cuves Cherenkov de l'Observatoire Pierre Auger par exemple sont elles sensibles à la fois aux composantes électromagnétique et muonique des gerbes. Leur grande dimension (12 m³ d'eau) les rend assez sensibles aux muons, et leur hauteur importante facilite la détection des gerbes inclinées. Les stations du détecteur au sol du Telescope Array sont quant-à elles composées de deux scintillateurs de 3 m² sur 1 cm d'épaisseur et sont sensibles principalement à la composante électromagnétique de la gerbe.

Principe de fonctionnement

Un détecteur au sol ne détecte qu'un instantané de la gerbe au moment où elle touche le sol, à partir de laquelle toutes les informations sur la gerbe et le rayon cosmique primaire doivent être reconstruites. Les premières étapes de cette reconstruction sont :

- Une coïncidence entre les détecteurs, permettant assez simplement de rejeter le bruit de fond, dû principalement aux muons décorrélés issus des nombreuses gerbes de basse énergie et s'éteignant avant de toucher le sol (~ 180 /m²/s).
- La direction de la gerbe est reconstruite par triangulation à partir des temps d'arrivée des signaux (*time-of-flight*). Pour cela on ajuste un plan, une sphère, ou une fonction plus compliquée pour mieux représenter la géométrie du front de gerbe.
- On convertit les signaux enregistrés par chaque détecteur en une densité de particules à l'aide d'une calibration.

- Une reconstruction de la distribution latérale de la densité de particule est effectuée. Une fonction, généralement de type NKG (cf. 1.2.2), est ajustée sur les densités de particules mesurées projetées dans le plan perpendiculaire à la gerbe. La position du pied de gerbe (x_s, y_s) (intersection de l'axe de la gerbe avec le sol) et la taille de la gerbe N (nombre total de particules au sol, pour le type de particule considéré) sont obtenus comme paramètres de cet ajustement.

Estimation de l'énergie

Une fois la topologie de la gerbe au sol obtenue, une estimation de l'énergie est possible. On peut par exemple utiliser le nombre de particules N obtenu avec une fonction de type NKG et une relation du type de celle de GIL présentée en section 1.2.2 et l'épaisseur d'atmosphère traversée obtenue à partir de l'angle zénithal θ . D'autres variables que N peuvent aussi être utilisées afin de limiter les effets des fluctuations des gerbes sur l'estimation de l'énergie. La densité de particules à une distance donnée de l'axe de la gerbe est parfois utilisée, à 1 000 m pour l'Observatoire Pierre Auger par exemple [46].

La calibration absolue entre la variable choisie et l'énergie n'est pas triviale. Ne disposant évidemment pas de faisceau de référence pour étalonner le détecteur, deux voies sont envisageables :

- Comparer le nombre de particules avec les résultats d'une simulation de gerbe. Cette approche est malheureusement dépendante des modèles utilisés dans la simulation. Le début de la gerbe est particulièrement problématique, les sections efficaces d'interaction des réactions devant être extrapolées plusieurs ordres de grandeur au-delà des mesures possibles sur accélérateur.
- Calibrer le détecteur au sol à partir d'un autre type de détecteur, dont l'estimation en énergie est plus fiable. C'est ce qui est fait à l'Observatoire Pierre Auger, le réseau de cuves étant calibré à l'aide des télescopes de fluorescence, illustré en figure 1.17. Il faut pour cela préalablement corriger le nombre de particule mesuré de l'effet de l'angle zénithal, ce qui est généralement effectué grâce à la méthode dite de *coupure à intensité constante* (CIC) abordée à la page 55.

L'estimation de l'énergie dépend généralement de l'hypothèse que l'on fait sur la nature du primaire, qui n'est pas accessible au cas par cas comme nous allons le voir.

Estimation de la nature du primaire

Ici, la tâche est encore plus ardue. Contrairement à la détection directe en satellite ou en ballon, on ne peut pas obtenir ici la nature d'un primaire au coup par coup. Au mieux peut-on espérer une composition moyenne, et par famille d'atomes. Une gerbe produite par un noyau de Fer produit plus de muons et est généralement plus vieille qu'une gerbe issue d'un proton.

Certaines expériences utilisent un type de détecteur pour la composante électromagnétique de la gerbe et un autre type pour la composante muonique, comme c'est le cas pour Cascade. Cependant, ici aussi, le passage de la mesure de composantes de la gerbe à la masse du rayon cosmique primaire est extrêmement dépendante du modèle d'interaction hadronique ; les résultats variant énormément avec les modèles utilisés [47].

Une autre méthode consisterait à extraire des informations à partir de l'âge de la gerbe, profitant du fait que la première interaction d'un noyau lourd a lieu plus rapidement que pour un proton. La gerbe au niveau du sol est donc un peu plus vieille, avec un léger effet sur le rayon de courbure, la distribution latérale, etc. ; cependant ces mesures et leurs interprétations sont délicates.

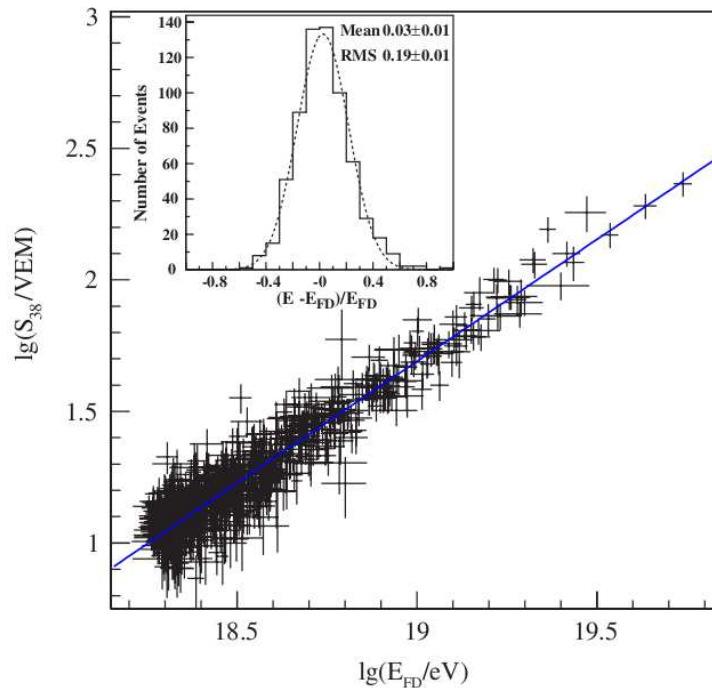


Fig. 1.17: Calibration du détecteur au sol de l'Observatoire Pierre Auger à partir du détecteur de fluorescence [19].

Synthèse sur les détecteurs au sol

Les réseaux de détecteurs au sol sont robustes, peuvent être déployés sur de grandes surfaces et présentent un cycle utile de 100 %. En contrepartie, ils enregistrent simplement une partie des informations de la gerbe à l'instant où elle arrive au sol. Les caractéristiques des rayons cosmiques à l'origine des gerbes doivent être reconstruites à partir de cet instantané. La mesure de la nature du primaire est très difficile. De plus, la calibration en énergie est assez délicate. Elle repose en pratique soit sur un autre détecteur, soit sur des simulations dont les résultats sont assez dépendants des modèles choisis.

1.3.2 Les télescopes de fluorescence

Principe de fonctionnement

Lorsque la gerbe traverse l'atmosphère, une fraction de l'énergie déposée est réémise sous forme de lumière de fluorescence. Cette lumière est émise de manière isotrope et, dans l'air, la plupart de la lumière est produite dans l'ultra violet par l'azote. Chaque particule ionisante produisant en moyenne quatre photons de fluorescence par mètre, la puissance totale émise peut atteindre jusqu'à quelques watts.

Des télescopes dits de fluorescence sont alors utilisés pour regarder la trace laissée par la gerbe. Des filtres UV sont utilisés pour diminuer le bruit de fond. La faiblesse de la lumière reçue impose l'utilisation de caméras constituées de tubes photomultiplicateurs, qui permettent une réponse rapide. La pixellisation de la caméra n'est pas critique pour les performances du télescope, une résolution nettement inférieure au degré est possible pour les gerbes observées en stéréo par au moins deux télescopes. En revanche, la réponse très rapide des tubes photomultiplicateurs permet de suivre l'évolution temporelle de la gerbe, facilitant sa reconstruction.

Si la distance est difficile à évaluer avec un seul télescope, l'analyse est grandement simplifiée dans le cas d'un événement vu en coïncidence avec deux télescopes (par exemple HiRes, Auger

ou Telescope Array) ou avec un télescope et un réseau de détecteurs au sol (voir en figure 1.18 une illustration de la première gerbe observée à la fois par les quatre télescopes de fluorescence de l'Observatoire Pierre Auger, ainsi que par le détecteur au sol bien entendu).

Rendement de fluorescence

Le rendement de fluorescence dépend de la probabilité de désexcitation non radiative de l'azote. La présence d'oxygène dans l'air produit une suppression d'au moins 4/5 de la fluorescence par rapport à un gaz d'azote pur. Les désexcitations non radiatives étant souvent dues aux chocs avec d'autres atomes, le rendement de fluorescence dans l'air varie avec la température, la pression et la composition de l'atmosphère. De plus, des imprécisions existent sur la valeur absolue de rendement de fluorescence, même dans les conditions standard de température et de pression. Ces incertitudes se répercutent sur l'estimation de l'énergie obtenue par les détecteurs de fluorescence et éventuellement sur le X_{max} mesuré.

Suivi de l'atmosphère

La quantité de lumière reçue par les télescopes doit être corrigée de la distance de la gerbe, de la diffusion et surtout de l'atténuation de la lumière dans l'atmosphère. Cette atténuation est due principalement à :

- La diffusion Rayleigh sur les molécules de l'air. A partir du profil de densité de l'atmosphère, l'atténuation du signal due à cette diffusion est bien maîtrisée.
- La diffusion de Mie sur les particules en suspension. Cette diffusion dépend des aérosols et de la présence de nuages et varie largement dans le temps. Des instruments sont donc nécessaires pour mesurer cet effet.

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour surveiller l'atmosphère. Nous citerons par exemple le dispositif LIDAR (light detection and ranging), comportant à un même endroit un laser qui envoie un faisceau pulsé dans l'atmosphère et un télescope qui analyse la lumière renvoyée vers l'émetteur. Un tel dispositif permet de suivre en continu les propriétés de l'atmosphère et donc de compenser en grande partie les effets atmosphériques.

Estimation de l'énergie

L'estimation de l'énergie est relativement directe. La quantité de lumière déposée dans l'atmosphère est globalement proportionnelle à l'énergie du rayon cosmique primaire (on parle de mesure *calorimétrique* de l'énergie). Plutôt que d'intégrer le dépôt d'énergie sur toute la gerbe, on peut aussi simplement mesurer l'intensité au maximum X_{max} qui donne directement le N_{max} et donc l'énergie. Pour être fiable, il faut que le maximum de développement de la gerbe ait lieu dans le champ de vue du télescope.

Estimation de la nature du rayon primaire

Ici le développement de la gerbe est observé dans sa totalité. La quantité d'atmosphère X_{max} traversée au moment où la gerbe atteint son maximum est mesurable directement. Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.3, cette mesure une fois croisée avec l'énergie extraite du N_{max} permet d'envisager une estimation de la masse des primaires.

Synthèse sur les télescopes de fluorescence

Les télescopes de fluorescence permettent une mesure calorimétrique de l'énergie. La position du maximum de la gerbe permet d'estimer la nature des primaires.

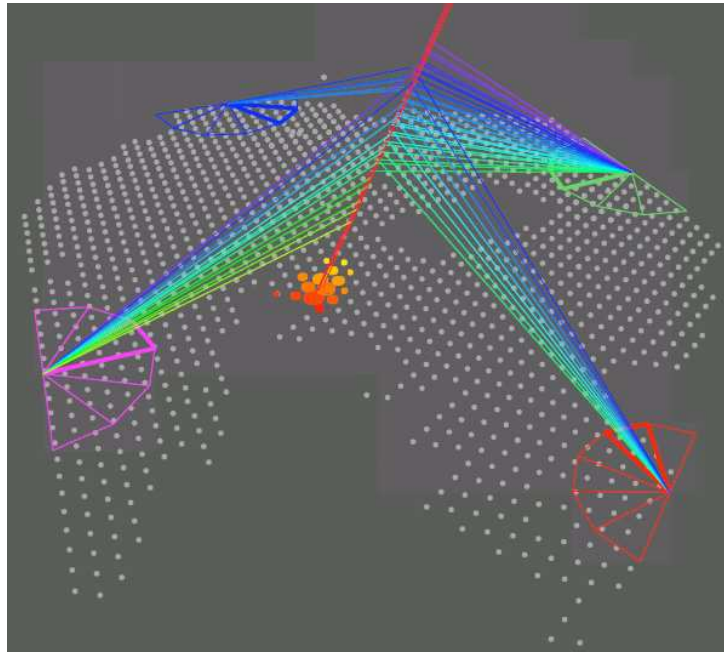


Fig. 1.18: Représentation de la première gerbe vue par les quatre télescopes de fluorescence et le détecteur au sol de l'Observatoire Pierre Auger.

Cependant, ces télescopes ne fonctionnent que dans un environnement où le ciel est propre, les nuits sans lune et sans nuage. En choisissant bien le site, tout cela combiné donne un cycle utile d'environ 10%. Avec la nécessité de bien mesurer les conditions atmosphériques, cela constitue les principales limitations de cette technique.

1.3.3 Les autres modes de détection

Nous venons d'aborder rapidement les deux principaux modes de détection des rayons cosmiques de très haute énergie, qui correspondent aux techniques mises en œuvre actuellement pour la détection des rayons cosmiques de très haute énergie. Nous allons ici passer en revue les autres techniques envisageables, en évoquant de manière non exhaustive des expériences les utilisant.

La détection à effet Cherenkov

Lorsque les particules chargées se déplacent dans un milieu plus vite que la vitesse de la lumière dans ce milieu, elles émettent un rayonnement Cherenkov. Cette émission est fortement focalisée dans la direction de propagation de la particule. Ce rayonnement est utilisé dans différents types de détecteurs de rayonnement cosmique, que nous allons regrouper en fonction du milieu dans lequel a lieu l'effet Cherenkov.

Effet Cherenkov en milieu dense Un milieu de forte densité permet une création de lumière importante. Cependant, il faut pouvoir observer le rayonnement créé, les expériences utilisent généralement de l'eau, liquide ou gelée, comme milieu de détection. Ainsi, le détecteur principal de l'expérience Milagro aux Etats-Unis est constitué d'un bassin d'eau de $80 * 60 * 8 \text{ m}^3$ instrumenté avec plus de 700 tubes photomultiplicateurs [48]. Ce détecteur, situé à 2 630 m d'altitude, permet d'étudier les gerbes atmosphériques issues de γ et de hadrons au TeV.

Cette technique est aussi intéressante pour la détection de neutrinos. On n'observe plus de gerbes atmosphériques ici, mais directement la particule issue de la conversion du neutrino. Les

expériences comme Super-Kamiokande au Japon et ses prédécesseurs par exemple on fournit nombre de résultats importants, au premier rang desquelles apparaît la mise en évidence de l'oscillation des neutrinos en 1998 [7]. Le détecteur est ici constitué d'une cuve cylindrique de 40 m de diamètre et de haut, installée dans une mine à 1 000 m de profondeur, remplie d'eau ultra-pure et recouverte de plus de 11 000 tubes photomultiplicateurs. Ce détecteur permet entre autre l'étude des neutrinos pour des énergies allant du GeV au TeV.

Pour observer des neutrinos astrophysiques à plus haute énergie, des volumes plus importants sont nécessaires. Le Lac Baïkal (Baïkal Deep Underwater Neutrino Telescope), de la Mer Méditerranée (Antares) et de la calotte glaciaire Antarctique (IceCube) entre autres ont été utilisés pour déployer des détecteurs plus grand, tout en étant relativement isolé du bruit de fond lié aux gerbes atmosphériques. La génération actuelle de détecteurs permet d'atteindre des volumes de détection de l'ordre du km³.

Effet Cherenkov dans l'atmosphère Le rayonnement Cherenkov produit par les gerbes atmosphériques est aussi détectable à partir de télescopes terrestres. Cette méthode donne actuellement de très beaux résultats en astronomie gamma de haute énergie, à partir de 100 GeV, avec les expériences Cangaroo, Veritas, H.E.S.S. et Magic. Il s'agit de systèmes de télescopes d'une dizaine de mètres de diamètre et espacés d'une centaine de mètres, avec un faible champ de vue (de l'ordre de 5°) et des caméras finement pixélisées afin de permettre un pointage précis.

Cependant, aucune de ces méthodes d'observation du rayonnement Cherenkov ne permet d'envisager de couvrir des surfaces de détection compatibles avec la détection des rayons cosmiques de très haute énergie.

Détection spatiale

Une autre solution envisageable pour gagner grandement en surface de détection est la détection spatiale. Un télescope placé en orbite pourrait observer de dessus le développement des gerbes dans l'atmosphère. La lumière de fluorescence étant isotrope, elle peut être observée directement, contrairement au rayonnement Cherenkov qui est fortement collimaté dans la direction de la gerbe donc vers le sol. Cependant, le signal Cherenkov réfléchi par le sol ou les nuages, s'il est disponible, fournira de précieuses informations sur la direction.

Le projet EUSO (Extrem Universe Space Observatory) est né de cette idée. Avec son champ de vue de 60° et placé sur la Station Spatiale Internationale à 400 km d'altitude, il devait observer une surface de 200 000 km² soit près de 70 fois l'Observatoire Auger sud. La grande distance d'observation permet une grande surface de détection mais limite le nombre de photons reçus. L'efficacité de détection n'atteint ainsi 50 % que vers 10²⁰ eV [49] ; et il faut aussi prendre en compte le cycle utile, de l'ordre de 20 % pour les nuits sans lune. Le gain en statistique reste toutefois appréciable. Malheureusement le projet EUSO a été abandonné pour diverses raisons, dont les problèmes de la navette américaine.

Le projet JEM-EUSO, qui s'inscrit dans la continuité d'EUSO, est cependant toujours d'actualité et pourrait être installé sur le module japonais JEM de la Station Spatiale Internationale vers 2013. Dans un avenir plus lointain, on pourrait imaginer une détection stéréo à l'aide de plusieurs satellites ou même rêver de satellites similaires orbitant autour de Titan.

La détection acoustique

Lors du développement d'une gerbe, il y a un dépôt d'énergie très rapide le long de son axe. Ce dépôt crée un échauffement local, donc une surpression, qui donne naissance à un signal acoustique de très courte durée. La très faible atténuation des ondes acoustiques permet d'envisager une détection à très grande distance et donc de grands volumes de détection. Différentes études essaient de mettre ces signaux acoustiques en évidence, en utilisant par exemple

un réseau d'hydrophones installé pour la marine américaine à proximité des Bahamas [50], ou en complément d'autres expériences comme Antares ou IceCube. Cependant, le potentiel de cette méthode n'a pas encore été démontré.

Détection radio en milieux denses

La détection radio a été envisagée dans les milieux denses. Elle est généralement basée sur l'effet Askaryan ; qui sera étudié dans le chapitre suivant : lorsqu'une particule de haute énergie interagit dans un milieu dense et déclenche une gerbe, le nombre d'électrons devient rapidement supérieur au nombre de positons. Cet ensemble d'électrons émet un rayonnement Cherenkov qui se propage dans le milieu puis éventuellement hors de ce milieu.

Ce rayonnement Cherenkov peut ensuite être détecté directement au sein de ce milieu dense, comme par exemple avec IceRay qui pourrait être installé au dessus d'IceCube [51] ou à l'extérieur de ce milieu. Avec l'expérience ANITA [52] par exemple, les signaux induits par les cascades dues aux neutrinos ont été recherchés depuis un ballon survolant l'Antarctique, ce qui a permis de placer des limites sur le flux de neutrino d'énergie extrême. Ces signaux peuvent aussi être étudiés depuis des satellites (FORTE [53]) ou même en regardant directement les gerbes se développant dans la Lune avec un télescope terrestre (GLUE [54], NuMoon).

Détection RADAR

Les gerbes ionisent l'atmosphère sur leur passage et cette trace laissée doit réfléchir les ondes radio. Cette propriété pourrait permettre d'observer les rayons cosmiques de haute énergie à l'aide d'un radar, comme proposé dès 1940 par Blackett et Lovell [55]. Cette étude faisait partie de celles pour lesquelles l'observatoire de Jodrell Bank a été fondé en 1945. Toutefois, le télescope construit, le plus grand du monde à l'époque avec ses 66 mètres de diamètre, a connu un tel succès que l'étude des rayons cosmiques a été laissée de côté. Ironiquement, c'est à ce même observatoire qu'aura lieu la première observation de l'émission des rayons cosmiques une vingtaine d'années plus tard [56]. Finalement, si la détection radar a donné de nombreux résultats dont la détection de météorites, sa faisabilité pour la détection des rayons cosmiques n'a toujours pas été démontrée.

1.3.4 Vers la radio détection ?

Toutes ces techniques de détection de gerbes, aussi différentes soient-elles, n'ont qu'un seul objectif : mesurer les quelques nombres qui caractérisent complètement les rayons cosmiques observés, à savoir l'instant et la direction d'arrivée, l'énergie et la nature du primaire.

Selon les techniques employées, ces différentes variables sont plus ou moins accessibles, et les incertitudes sur les mesures très différentes.

Parmi les techniques de détection des gerbes atmosphérique, nous n'avons volontairement pas encore évoqué la radiodétection. Est-ce un moyen de détection compétitif ? Présente-t-il un intérêt au niveau de la statistique, pour les très grandes surfaces ? Permet-il d'améliorer la précision de la mesure, éventuellement dans le cas d'un détecteur (multi-)hybride ? Telles sont les interrogations actuelles. Nous allons dans la suite de cet exposé nous intéresser à l'émission radio des gerbes atmosphérique, notamment au travers de l'expérience CODALEMA, pour voir quels éléments de réponse nous pouvons actuellement apporter à ces questions.

Chapitre 2

La radiodétection

Après avoir passé en revue les différents moyens de détection de rayons cosmiques de haute énergie, nous allons nous attarder sur l'un d'entre eux, la radiodétection. Nous allons aborder les enjeux de cette technique, puis nous évoquerons les différents travaux, aussi bien expérimentaux que théoriques, effectués dans ce domaine. Finalement, cela permettra de présenter le contexte dans lequel se déroulera l'expérience CODALEMA-II, expérience qui sera abordée à partir du prochain chapitre.

2.1 Motivations

Enjeux

Les principaux enjeux expérimentaux actuels dans le domaine des rayons cosmiques de haute énergie sont la mesure précise de la masse, du spectre vers la cheville et l'accumulation de statistique avec une bonne résolution angulaire aux plus grandes énergies afin de permettre de pointer vers les sources. Les deux techniques concurrentielles actuellement ont chacune leurs inconvénients, à savoir principalement : i) une statistique limitée par le faible cycle utile pour les détecteurs de fluorescence et une surveillance de l'atmosphère compliquée ; et ii) une grande difficulté dans l'estimation de la masse et une incertitude dans la mesure de l'énergie pour les détecteurs au sol qui ne mesure qu'une tranche de la gerbe.

Le développement de nouvelles techniques de détection n'a de sens que si elles apportent un plus à par rapport aux techniques existantes. Si la compétitivité de la détection radio par rapport à ces techniques n'a pas encore été démontrée, elle pourrait bien présenter certains atouts :

- Mesure calorimétrique : Le signal radio enregistré au sol est produit par l'ensemble de la gerbe. Les fluctuations de la mesure de l'énergie devraient donc être faibles.
- Un grand champ de vue, proche de π stéradian pour des antennes peu directives.
- Une bonne sensibilité aux événements horizontaux.
- Cycle utile : Dans les endroits calmes, le bruit de fond radio est assez constant, un cycle utile proche de 100 % est donc envisageable.
- Une faible dépendance aux conditions atmosphériques (hors période d'orage), donc peu de surveillance de l'atmosphère nécessaire.
- Coût : Le détecteur lui même, une antenne, est extrêmement simple. Le coût d'une station de détection est donc principalement celui de l'électronique et du système d'alimentation, qui est relativement bon marché et devrait encore baisser à l'avenir. Le coût de déploiement et de maintenance ne devrait pas être élevé non plus.
- Statistique : Corollaire du point précédent, un faible coût permet d'instrumenter de grandes surfaces, et donc d'obtenir un grand nombre d'événements à haute énergie.

Il serait ainsi possible de mesurer une nouvelle observable, qui pourrait bien être intéressante

par rapport ou en complément des autres mesures.

Applications possibles

Dans un avenir plus ou moins lointain, plusieurs types de détecteurs sont envisageables. On peut imaginer un réseau de très grande surface, dédié principalement aux particules de haute énergie pour pointer vers les sources et faire de l'astronomie. Un tel réseau pourrait être purement radio, mais on peut aussi imaginer un réseau hybride : détecteurs de particules et détecteurs radio. On remplacerait donc la mesure calorimétrique de la fluorescence par celle de la radio, en profitant de son cycle utile. L'ajout d'une antenne radio sur un détecteur de particule possédant déjà une acquisition et une alimentation serait bon marché.

Pour l'étude de la composition aux énergies intermédiaires, la surface requise reste raisonnable mais la mesure est délicate. Il serait alors probablement plus intéressant de combiner tous les modes de détection disponibles (détecteurs de particules, de muons, de fluorescence et radio par exemple) pour améliorer la mesure.

Cependant, la compétitivité de la détection radio des rayons cosmiques pour un grand réseau n'a pas encore été démontrée. Les premiers signaux ont été détectés dans les années 60 et au début des années 70, période riche aussi bien au niveau expérimental que théorique. Cette méthode a été réinvestie au début du millénaire par différentes équipes. Nous allons présenter ces différentes étapes dans la suite de ce chapitre, avant de nous concentrer sur la version actuelle du détecteur CODALEMA à partir du prochain chapitre.

2.2 Une première phase d'exploration il y a quelques décennies

Dès les débuts de la radiodétection, les théories et les développements expérimentaux ont été fortement liés. Peu après la première observation de lumière Cherenkov créée par les gerbes atmosphériques par Galbraith et Jelley en 1953 [57], la question s'est posée de savoir si ce rayonnement Cherenkov était aussi mesurable dans le domaine des ondes radio en espérant pouvoir augmenter le cycle utile. La quantité d'énergie rayonnée par une particule par unité de longueur et par unité de fréquence est donnée par la formule de Frank-Tamm :

$$d^2E = \pi\mu(\nu)q^2\nu \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right) dx d\nu \quad (2.1)$$

Cette quantité est donc proportionnelle à $\nu d\nu$, le passage de la lumière aux ondes radio semblait difficile, aussi bien à cause de la réduction de la fréquence utilisée ($\sim 10^7$) que de la réduction de la bande passante (équivalente). Autre argument défavorable, les électrons et positons sont généralement créés par paires, et leurs émissions Cherenkov sont opposées et s'annulent.

2.2.1 1962 : Askaryan et l'excès de charge

En 1962 cependant, Askaryan avance deux arguments conduisant à une amplification de cette émission : l'émission cohérente et l'excès de charge [58].

L'émission est dite cohérente lorsque les champs émis par les différentes particules sont en phases et s'additionnent. Le champ total est donc proportionnel au nombre de particules total (contrairement au cas incohérent où il est proportionnel en moyenne à la racine de ce nombre). Cette cohérence a lieu lorsque la dimension de la zone d'émission dans la direction visée est plus petite que la longueur d'onde considérée. Dans le cas des gerbes, la dispersion longitudinale du front de gerbe étant de l'ordre de grandeur de quelques mètres et la dispersion latérale de l'ordre de quelques dizaines de mètres, la fréquence limite haute pour la cohérence est comprise aux alentours de quelques centaines à quelques dizaines de MHz.

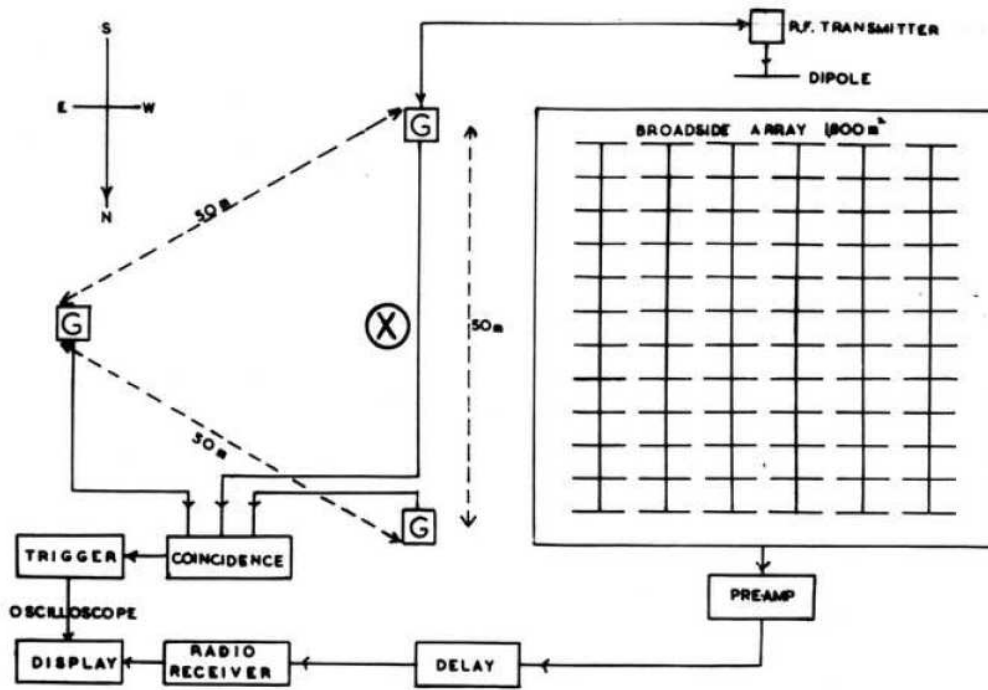


Fig. 2.1: Représentation du dispositif expérimental qui a permis à l'équipe de Jelley *et al.* d'observer pour la première fois l'émission radio des gerbes issues de rayons cosmiques [59].

Un autre problème se pose cependant : les champs des électrons et des positons s'annulent mutuellement. Askaryan avance ici qu'un excès de charge négatif apparaît, grâce à l'annihilation en vol des positons, aux électrons Compton et aux δ -ray (électrons énergétiques issu d'ionisation). Cet excès de charge ϵ a été estimé à environ 10 % de l'ensemble des particules et serait à l'origine de l'émission Cherenkov des gerbes.

Sans cohérence, le champ électrique Cherenkov produit sera donc proportionnel à \sqrt{N} ; alors qu'avec cohérence et excès de charge, le champ est proportionnel à ϵN . Si l'on considère une gerbe de 10^{16} eV ayant un nombre de positons / électrons de l'ordre de $N = 10^6$ et un excès de charge de $\epsilon = 10\%$, l'amplitude du champ électrique est donc augmentée d'un facteur 10^2 . Si l'on raisonne en puissance de signal comme il est d'usage en radioastronomie, le gain est alors de 10^4 .

2.2.2 1964 : Jelley *et al.* et la première détection

Suite aux travaux d'Askaryan, Jelley, Porter *et al.* ont tenté de détecter les signaux radio issus de gerbes de rayons cosmiques au Jodrell Bank Radio Observatory [59]. Un réseau de détecteurs de particules triangulaire de 50 m de côté a été installé à proximité d'un réseau de 72 dipôles large bande couvrant une surface de 1800 m^2 (figure 2.1). Chaque extrémité du triangle était équipée d'un compteur Geiger-Müller, accompagné de quelques compteurs de dimension plus faible afin d'obtenir des indications sur la densité de particules. Le trigger était effectué grâce à une coïncidence sur les trois détecteurs dans une fenêtre de $0.5 \mu\text{s}$ et déclenchait l'enregistrement radio. Ce réseau radio fonctionnait à 44 MHz avec une bande passante de 4 MHz et un lobe d'une largeur de 20° . Cette bande était utilisée par la BBC et était peu bruyante entre 0:00 et 9:00 quand la BBC n'émettait pas.

Avec ce dispositif, l'équipe de Jelley a effectué la première observation de l'émission radio des gerbes de rayons cosmiques. Onze événements ont été clairement observés au total, dont certains exemples sont représentés en figure 2.2.

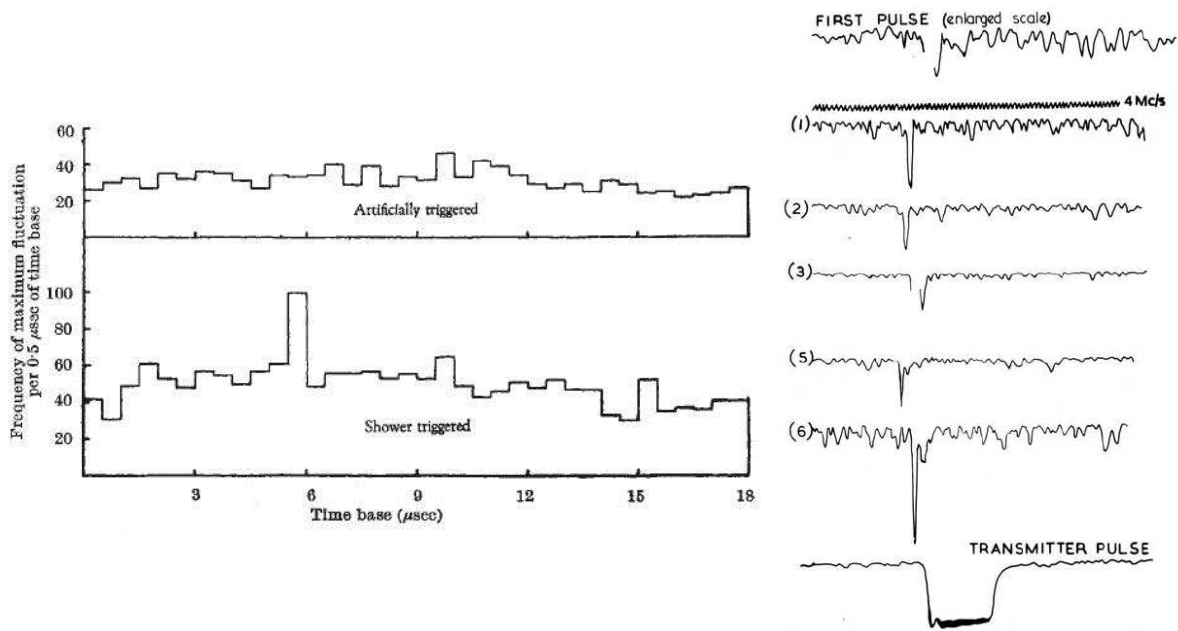


Fig. 2.2: Gauche : *Histogramme des différences de temps entre les pics des signaux radio et le temps de réseau de compteurs Geiger-Müller qui a déclenché l'acquisition. Les événements de rayons cosmiques correspondent à l'excès visible vers 6 μ s [59].* Droite : *Quelques traces d'oscilloscopes correspondant à de grands pics dans les candidats de signaux de gerbe de la figure de gauche [60].*

2.2.3 1966 : Khan & Lerche et les modèles d'émission géomagnétique

L'idée d'une émission radio liée à un effet géomagnétique a été évoquée à diverses reprises. La première analyse poussée de ce phénomène a été publiée par Khan et Lerche en 1966 [61]. Au total, trois processus d'émission sont évalués :

1. l'excès de charge
2. le dipôle
3. le courant transverse

L'émission de l'excès de charge est celle mise en avant par Askaryan. Les deux autres processus reposent sur la déflexion des particules chargées par le champ magnétique de la Terre. Les électrons et les positons sont séparés par la force de Lorentz, ce qui produit un courant (transverse à l'axe de la gerbe et au champ géomagnétique) et par conséquent un dipôle, tous deux se déplaçant avec la gerbe. Si l'on considère une gerbe en état stationnaire, par exemple proche du maximum de développement X_{max} , les particules de basse énergie disparaissant au niveau du dipôle sont régénérées par le cœur de la gerbe et nourrissent le courant. Le courant et le dipôle sont alors constants.

En se basant sur des gerbes simplifiées, ces différentes contributions ont été évaluées. D'après ces calculs, le champ lié au courant transverse semble dominer quelles que soient la distance à la gerbe et la fréquence, mais les deux autres processus ne sont pas systématiquement négligeables.

2.2.4 Autres détections

Parmi la richesse de l'activité de détection radio des rayons cosmiques à cette époque, nous avons simplement survolé quelques travaux parmi les premiers ou les plus remarquables. Au

niveau théorique, on pourrait citer aussi le travail de Colgate en 1967 [62], correspondant globalement au mécanisme de courant transverse mais utilisant une approche différente. L'effet d'indice de réfraction de l'air est négligé mais la géométrie des gerbes plus réaliste permet de prendre en compte les effets de cohérence et de diffraction. Il conclue que la zone de fréquence intéressante pour l'étude des gerbes est située quelque part entre 2 et 50 MHz.

Au niveau expérimental, plusieurs expériences ont observé avec succès l'émission radio de gerbes à des fréquences allant de 2 MHz à Haverá Park [63] jusqu'à 550 MHz [64]. On notera en particulier deux résultats en faveur d'un mécanisme de type géomagnétique :

- En 1968, une expérience a observé des signaux radio de rayons cosmiques à 22 MHz avec une bande passante de 4 MHz grâce à un réseau de 16 dipôles installé au Canada. En phasant les signaux, deux zones ont été observées simultanément. L'une est orientée vers le nord avec un angle zénithal de 30° , l'autre est orientée vers le sud avec le même angle zénithal. Le champ géomagnétique sur le lieu de l'expérience est orienté selon un angle zénithal de 27° au sud. L'amplitude des signaux détectés provenant du nord étaient en moyenne deux fois plus grande que l'amplitude des signaux provenant du sud [65].
- En 1969, une autre expérience, située sur le Mont Chacaltaya, a observés les signaux radio de rayons cosmiques dans la bande 50–70 MHz avec des antennes orientées nord-sud et est-ouest. Trois fois plus d'événements ont été obtenus avec les antennes est-ouest qu'avec les antennes nord-sud [66], ce qui suggère ici aussi un mécanisme géomagnétique.

2.2.5 Synthèse d'Allan

H. R. Allan, qui a participé à l'expérience ayant réalisé la seconde observation de signaux radio de gerbes peu après Jelley *et al.* [67], a compilé l'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux dans une excellente revue en 1971 [68]. Les conclusions suivantes ont été établies à partir de cette compilation :

1. Les mesures sont compatibles avec un champ électrique dirigé selon le produit vectoriel entre la direction de la gerbe \vec{v} et la direction du champ géomagnétique \vec{B} (les vecteurs sont définis unitaires) : $\mathcal{E}_\nu \parallel \vec{v} \times \vec{B}$. L'amplitude du champ électrique semble proportionnelle au sinus de l'angle entre ces deux vecteurs, appelé angle géomagnétique : $\mathcal{E}_\nu \propto \sin \alpha = \|\vec{v} \times \vec{B}\|$. Cela correspond donc à un des mécanismes d'émission de type géomagnétique.
2. Pour les angles zénithaux $\theta < 35^\circ$, le champ électrique semble proportionnel à l'énergie : $\mathcal{E}_\nu \propto E_p$. Les données à plus grands angles zénithaux sont insuffisantes pour dresser une conclusion.
3. La dépendance de l'amplitude du signal avec la distance R à l'axe de la gerbe semble correspondre dans la gamme 30–300 m à une décroissance exponentielle du type $f(R) = \exp(-R/R_0)$. La distance caractéristique a été estimée pour des gerbes relativement verticales ($\theta < 35^\circ$) pour deux fréquences : $R_0(55 \text{ MHz}) = (100 \pm 10) \text{ m}$ et $R_0(32 \text{ MHz}) \sim 140 \text{ m}$.
4. Lorsque l'angle zénithal θ augmente, R_0 augmente et l'amplitude des signaux diminue, environ d'un facteur 2 entre 0 et 50° . Cette dépendance peut être schématiquement représentée par un cosinus : $\mathcal{E}_\nu \propto \cos \theta$
5. Sur l'axe de la gerbe et dans la bande 32–55 MHz, le spectre de puissance en fréquence du signal semble plat. En d'autres termes, sur l'axe \mathcal{E}_ν est indépendant de ν .

Ces différentes relations, obtenues à partir de différentes expériences, ont été résumées dans une unique équation que l'on appellera ensuite la *formule d'Allan* :

$$\mathcal{E}_\nu = 20 \left(\frac{E_p}{10^{17} \text{ eV}} \right) \sin \alpha \cos \theta \exp \left(\frac{-R}{R_0(\nu, \theta)} \right) \frac{\mu\text{V}}{\text{m.MHz}} \quad (2.2)$$

Cette formule est valable pour des gerbes relativement verticales ($\theta < 35^\circ$), dont l'énergie est proche de 10^{17} eV et à une distance modérée de l'axe de la gerbe ($< 300 \text{ m}$). La valeur absolue de

la constante qui précède la formule, $20\mu\text{V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{MHz}^{-1}$ ici, est assez controversée. Si les résultats expérimentaux étaient visiblement en faveur d'un mécanisme de type géomagnétique, sa nature n'a pas été identifiée clairement.

2.2.6 Travaux ultérieurs

Pendant les quelques années qui suivirent, le groupe d'Haverrah Park¹ pour ne citer que lui a publié de nouvelles estimations de la constantes initiale de la formule 2.2 : $5\text{--}10\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ en 1971, puis $1\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ en 1973 et finalement $0.6\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ en 1975 [69]. La calibration absolue des signaux radio est un élément difficile, de même que l'estimation de l'énergie des gerbes observées. Finalement, malgré de premiers résultats intéressants, la compréhension des mécanismes n'était pas complète et l'interprétation des mesures difficile. Dans les années qui suivirent, la radio détection a été délaissée au profit d'une technique éprouvée, les détecteurs de particules au sol, et d'une technique alors nouvelle, les télescopes de fluorescence. Malgré tout, les premiers pas avaient été effectués et les bases théoriques posées, les modèles actuels reposant tous sur les mécanismes proposés à l'époque.

Des études ont cependant été menées dans les années 1990 au sein des expériences EAS-TOP et CASA/MIA [70] mais aucun événement n'a été observé et seules des limites ont été obtenues.

2.3 Le contexte actuel

2.3.1 Les modèles d'émission contemporains

Comme on l'a déjà évoqué, plusieurs mécanismes d'émission peuvent participer à la création de signaux radio, dont les trois principaux sont probablement l'émission d'un excès de charge, l'émission par un courant transverse et l'émission par un dipôle. Les différentes approches théoriques actuelles reposent généralement sur un ou plusieurs de ces mécanismes. On se souviendra aussi qu'une attention particulière doit être portée à l'effet de cohérence de l'émission et que l'influence de l'indice de l'air est toujours incertaine.

Parallèlement à ces trois mécanismes d'émission, on peut regrouper les approches en deux grandes familles :

1. Les approches que l'on qualifiera de macroscopiques basées sur des gerbes simplifiées, de la gerbe ponctuelle à un disque épais par exemple. Ces gerbes simplifiées facilitent l'implémentation des différents mécanismes, par différentes approches. Certaines font intervenir un indice de l'air non unitaire. Elles font parfois appel à un certain nombre d'approximations pour obtenir une solution simple, permettant de comprendre l'émission radio.
2. Les approches dites microscopiques sont basées sur des simulations Monte Carlo de gerbes réalistes. L'émission de chaque particule est traitée individuellement, le signal résultant étant la somme des signaux individuels. Les effets de cohérence sont donc traités automatiquement. Ces approches devraient fournir un résultat plus réaliste, à condition de calculer les bons phénomènes.

Lorsque des approches microscopiques et macroscopiques sont basées sur les mêmes mécanismes d'émission, elles devraient converger vers les mêmes résultats. On peut estimer que l'émission macroscopique d'un excès de charge et l'émission dipolaire doivent correspondre au plan microscopique à une émission coulombienne. L'équivalent du courant transverse serait alors représenté au niveau microscopique par une émission synchrotron.

Une tentative de classification des différentes approches actuelles selon ces critères est présentée dans le tableau 2.1. Dans le cas d'un traitement microscopique de gerbes très simplifiées, un symbole '~' sera indiqué dans les deux colonnes *micro* et *macro* correspondantes.

¹Groupe dont H. R. Allan faisait partie.

Référence	Approche	Date	Excès de charge		Courant transverse		Dipôle	
			micro	macro	micro	macro	micro	macro
Dova <i>et al.</i> [71]		1999			X			
Suprun <i>et al.</i> [72]		2003			~	~		
Huege <i>et al.</i> [73]	Frequency domain	2003				X		
Huege <i>et al.</i> [74]	REAS	2005			~	~		
Kleckner <i>et al.</i> [75, 76]	ReAIRES	2005			X			
Engel <i>et al.</i> [77]	EGSnr	2005	X		X		X	
Huege <i>et al.</i> [78]	REAS2	2007			X			
Werner <i>et al.</i> [79]	Transverse current	2008		X		X		X
Meyer-Vernet <i>et al.</i> [80]	Boosted Coulomb Field	2008		X				X
Gousset <i>et al.</i> [81]	Large impact parameter	2009				X		X
Chauvin <i>et al.</i> [82]	Wire Model	2009		X		X		
Lebrun <i>et al.</i> [83]	Inverse Compton	2009				X		

Tab. 2.1: Tentative de classification de quelques approches théoriques contemporaines de l'émission radio des gerbes atmosphériques, en fonction du ou des types de mécanismes d'émission et du type de description de gerbes utilisés (plutôt microscopique ou macroscopique). Les deux modèles surlignés seront détaillés dans les prochaines sections.

A partir de la fin des années 90, M.T. Dova *et al.* envisagent la possibilité d'implémenter l'émission radio dans un programme Monte Carlo du type d'AIRES [71], posant ainsi les bases de ce qui sera implémenté plus tard avec ReAIRES [75, 76]. En parallèle, différentes approches basées sur des gerbes assez simplifiées sont développées [72, 73, 74]. Parmi elles, l'approche de T. Huege passe d'une étude très analytique dans un premier temps à un Monte Carlo basé sur des représentations paramétriques (REAS) puis à un Monte Carlo basé indirectement sur la simulation complète CORSIKA (REAS2). D'autres approches ont aussi été développées, aussi bien microscopiques que macroscopiques.

Nous présentons ici quelques informations sur certaines de ces approches :

- REAS2 : C'est une approche Monte Carlo indirecte, c'est-à-dire que les gerbes sont simulées dans un premier temps avec CORSIKA [33]. Cette simulation fournit des histogrammes contenant les caractéristiques des particules des gerbes à différentes altitudes (pendant au passage certaines corrélations, probablement négligeables). REAS2 utilise ces histogrammes pour tirer des particules et calculer le champ électrique au sol. Les détails de la procédure sont indiqués dans la référence [78]. L'indice de l'air est fixé à l'unité. Il s'agit du modèle qui a été le plus exploité à l'heure actuelle.
- ReAIRES (présenté à partir de la page 83) : C'est une approche entièrement Monte Carlo, le calcul du rayonnement synchrotron est effectué pour chaque particule propagée par le programme AIRES. L'indice de l'air est fixé à l'unité.
- Transverse current : L'approche développée par Werner et Scholten se situe dans le prolongement du travail de Khan et Lerch. Les trois mécanismes d'émission du champ sont pris en compte, moyennant certaines approximations. Les gerbes sont représentées par un nombre très restreint de paramètres. Un indice de l'air réaliste est utilisé.

Malheureusement, peu de ces modèles sont poussés jusqu'à obtenir un résultat confrontable directement avec des données expérimentales, ou même permettant de comparer simplement les modèles théoriques entre eux. Une première confrontation a toutefois eu lieu à Karlsruhe en septembre 2007 lors d'une réunion dédiée à la théorie de l'émission radio des gerbes atmosphériques [84]. On peut aussi citer la comparaison qui va avoir lieu au sein du futur réseau AERA (voir au dernier chapitre, page 126). Le code REAS2, le code ReAIRES et le traitement macroscopique du courant transverse sont en cours d'intégration au programme d'analyse d'AERA, ce qui devrait permettre de les comparer entre eux en détails, puis dans un second temps de les confronter aux données expérimentales.

Nous allons maintenant nous concentrer sur deux de ces approches, l'approche analytique développée par J. Chauvin au LPSC et une étude basée sur le programme ReAIRES.

2.3.2 Principe des nouveaux détecteurs radio

Les premières détections radio de rayons cosmiques ont été effectuées à l'aide de détecteurs directifs, en l'occurrence généralement des réseaux d'antennes phasés et utilisant une bande passante relativement étroite de quelques MHz. L'enveloppe de ces signaux était observée par des oscilloscopes.

Progrès technologique aidant, la tendance actuelle en radioastronomie est à des réseaux contenant une multitude d'antennes peu directives, de nombreux signaux étant numérisés simultanément, comme avec les projets LOFAR [85] et SKA [86]. Le pointage est ensuite effectué informatiquement, en les phasant dans la direction souhaitée. Il deviendrait alors possible d'observer plusieurs objets en même temps, voire d'enregistrer les signaux provenant de tout le ciel et de choisir a posteriori les objets que l'on veut observer, ce qui serait particulièrement intéressant dans le cas de phénomènes brefs et imprévisibles (Supernova, GRB, ...).

Côté rayons cosmiques, l'attrait des énergies extrêmes, avec des flux de particules très faibles, conduit naturellement vers des détecteurs couvrant des surfaces toujours croissantes. La détection radio a ainsi récemment connu un regain d'intérêt, grâce ici aussi au développement techno-

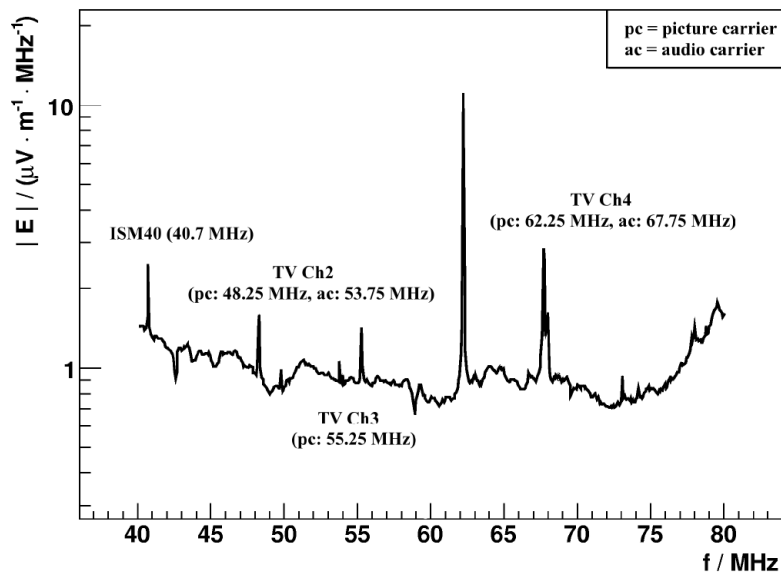


Fig. 2.3: Spectre de puissance du bruit radio mesuré sur le site de LOPES [92].

logique. Cela s'est concrétisé entre autres par la première conférence internationale sur la Radio Détection des Particules de Haute Energie (RADHEP-2000, à Los Angeles [87]) en 2000, par de nouveaux travaux de modélisation (par exemple [71, 88, 72]) et deux démonstrateurs, LOPES à Karlsruhe (Allemagne) et CODALEMA à Nançay (France).

Ces expériences de radio détection se placent dans la continuité des techniques de radioastronomie modernes, en utilisant des antennes très peu directives et en numérisant chaque signal individuellement. Ces deux expériences utilisent un réseau d'antennes radio câblées à une acquisition centrale. Un réseau de détecteurs de particules superposé au réseau radio est utilisé comme trigger et référence pour l'analyse des signaux radio. Ces signaux sont enregistrés dans une bande assez large (plusieurs dizaines de MHz) située en dessous de 100 MHz. Il existe cependant quelques différences entre ces deux expériences, qui seront détaillées dans les sections suivantes.

L'intérêt à terme de cette technique serait de couvrir de plus grandes surfaces de détection que les méthodes actuelles à un coût moindre et/ou d'améliorer la précision des mesures (énergie, masse). Dans tout les cas cela doit passer par une station autonome, probablement déclenchée directement par les signaux radio, afin de couvrir de grandes surfaces.

2.3.3 LOPES – LOFAR Prototype Station

Présentation

L'expérience LOPES est installée sur le campus du Forschungszentrum Karlsruhe et tire parti du réseau de détecteurs de particules KASCADE, qui sert de *trigger* et de référence [89]. En contrepartie de ce réseau très performant, l'environnement électromagnétique du campus est très bruyant (figure 2.3). Le dispositif radio fut d'abord constitué de dix antennes orientées est-ouest puis de trente antennes, certaines orientées est-ouest et d'autres nord-sud. L'extension maximale de ce réseau est d'environ 200 m [90, 91].

L'environnement bruyant ayant un impact négatif sur la détection des rayons cosmiques, différentes techniques ont été utilisées pour le minimiser :

- Un suivi du bruit dans la bande utile (44–75 MHz) est effectué. Les raies d'émission sont filtrées lors de l'analyse.

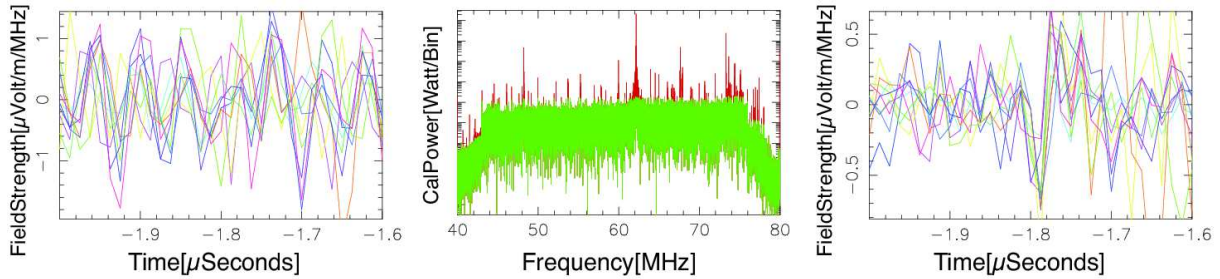


Fig. 2.4: Analyse des événements de LOPES : Gauche : Signaux bruts (filtre analogique 44–75 MHz). Centre : Spectres en fréquences des signaux, avant (rouge) et après (vert) suppression des pics de bruit parasite. Droite : Signaux filtrés, après correction des délais géométriques grâce à la direction d’arrivée fournie par KASCADE. Le signal de rayon cosmique correspond au pic cohérent à $-1.78 \mu\text{s}$ [94].

- Le signal est numérisé pendant une période très longue par rapport aux signaux transitoires de rayons cosmiques. Avec un signal de 65 536 échantillons à 80 MHz, soit $819 \mu\text{s}$ d’enregistrement, la résolution fréquentielle est bonne (1.2 kHz), ce qui facilite le filtrage.
- Le bruit étant toujours assez important, les signaux radio ne sont pas traités individuellement. Un produit de corrélation de l’ensemble des signaux des différentes antennes est effectué, en utilisant les déphasages prédits par la direction de la gerbe mesurée par le réseau KASCADE (appelé beam-forming). Un balayage autour de cette direction peut être effectué pour affiner le résultat.
- Le produit de corrélation nécessite une bonne connaissance des retards expérimentaux. Une balise émettant à 63.5 et 68.1 MHz est utilisée pour mesurer en continu ces retards [93].

Finalement, l’analyse utilisée correspond à une approche de type radioastronomie, faisant de l’interférométrie à partir de l’ensemble des signaux. Cette approche est bien adaptée pour rechercher des signaux faibles dans un bruit important ; elle est aussi probablement bien adaptée pour obtenir une bonne résolution angulaire, pour étudier les effets de courbure du front radio et le serait aussi pour étudier la polarité des signaux.

En contrepartie, cette méthode suppose que le champ électrique soit identique quelle que soit la position des antennes. Elle n’est donc pas adaptée à l’étude de la topologie du champ au sol, et ne correspond pas non plus à ce que l’on peut envisager pour un réseau de stations autonomes.

Analyse et résultats

Un exemple d’événement radio observé par LOPES est présenté en figure 2.4. Sont représentés les signaux bruts, leurs spectres en fréquences et les signaux filtrés après beam-forming. Le signal de gerbe correspond au pic vers $-1.8 \mu\text{s}$, les signaux erratiques visibles ensuite étant probablement dus aux tubes photomultiplicateurs proches.

Les principaux résultats publiés par la collaboration LOPES sont une corrélation avec l’énergie, une corrélation avec la direction du champ géomagnétique (de la forme $(1 - \cos \alpha)$ étonnement) et une amplification des signaux de rayons cosmiques en période orageuse. Une sorte de distribution latérale a aussi été obtenue en comparant l’amplitude moyenne des signaux sur les antennes à la distance entre le pied de gerbe et le centre du réseau d’antennes.

Les différents paramètres obtenus lors de ces corrélations ont été regroupés dans une paramétrisation préliminaire présentée à l’ICRC en 2007 [96], représentant la dépendance de la composante est-ouest du champ électrique émis par les gerbes de rayons cosmiques en fonction

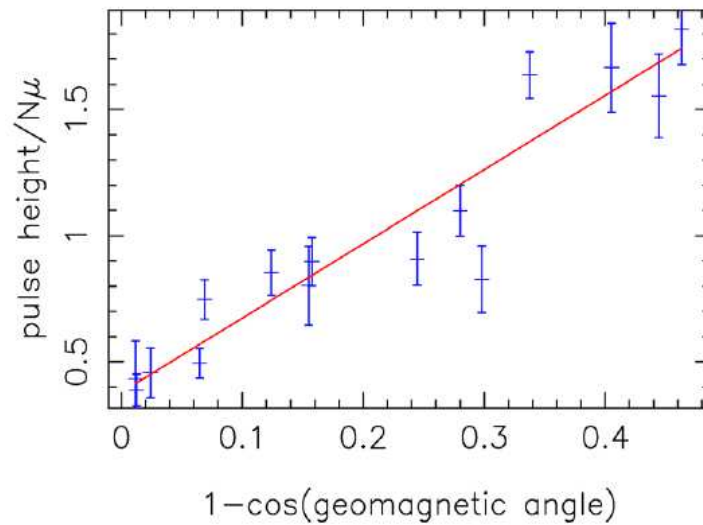


Fig. 2.5: *Corrélation entre le champ moyen sur les antennes divisé par le nombre de muons et la valeur $(1 - \cos \alpha)$ où α est l'angle entre la direction de la gerbe et le champ géomagnétique [90].*

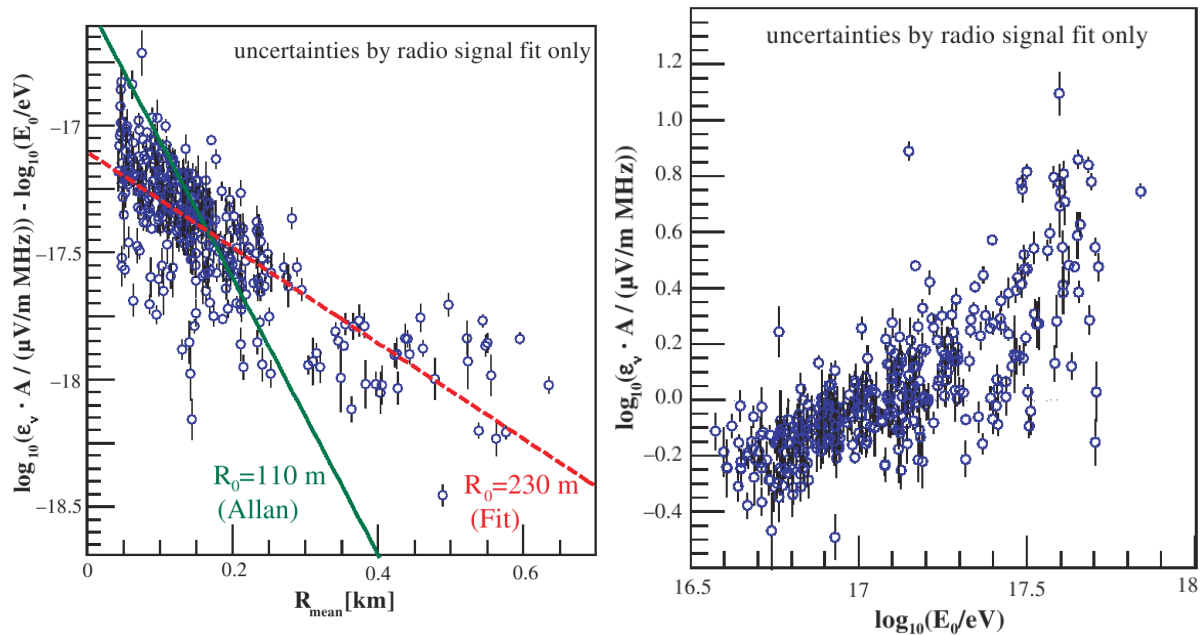


Fig. 2.6: *Gauche : Corrélation entre le signal moyen sur les antennes corrigé de l'énergie et la distance moyenne entre le pied de gerbes et les antennes. Droite : Corrélation entre le signal moyen corrigé de la distance moyenne entre le pied de gerbe et les antennes et l'énergie des gerbes [95].*

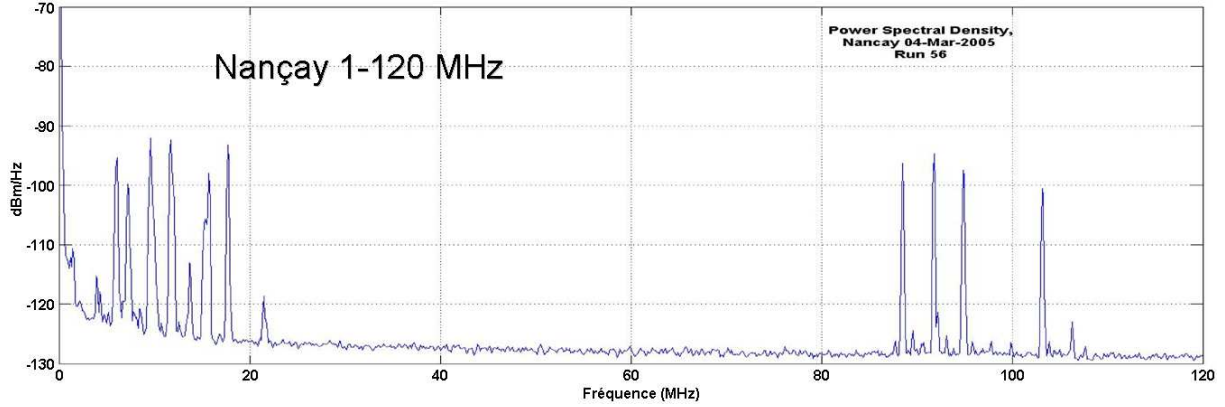


Fig. 2.7: Densité spectrale de puissance mesurée sur le site de Nançay avec une antenne log-périodique.

des différents paramètres :

$$\mathcal{E}_\nu = (11 \pm 1.)((1.16 \pm 0.025) - \cos \alpha) \cos \theta \left(\frac{E_p}{10^{17} \text{ eV}} \right)^{(0.95 \pm 0.04)} \times \exp \left(\frac{-R}{(236 \pm 81) \text{ m}} \right) \left[\frac{\mu\text{V}}{\text{m MHz}} \right] \quad (2.3)$$

On retrouve ici une dépendance inexplicée en $(1.16 - \cos \alpha)$ avec l'angle α au champ magnétique. E_p est l'énergie du primaire en électronvolts et R la distance à l'axe de la gerbe.

2.3.4 CODALEMA-I

L'expérience CODALEMA (Cosmic ray Detection Array with Logarithmic Electromagnetic Antennas) a été développée en plusieurs phases expérimentales. Les laboratoires impliqués étaient initialement le laboratoire SUBATECH (Nantes) et l'Observatoire de Paris-Meudon (avec la Station de Radioastronomie de Nançay) rejoints ensuite par le LAL (Orsay), le LPSC (Grenoble), l'ESEO (Angers), le LAOB (Besançon) et le LPCE (Orléans). Le travail présenté dans cette thèse s'inscrivant dans la seconde phase de l'expérience, nous présenterons cette dernière en détail au chapitre suivant. Nous nous concentrerons ici simplement sur la première phase expérimentale de CODALEMA, notée CODALEMA-I, entre 2003 et 2005, sur les différences avec l'expérience LOPES et les premiers résultats.

Présentation

Localisation Le détecteur CODALEMA est installé à la Station de Radioastronomie de Nançay [97], située au sud de la Sologne, dans un environnement électromagnétique particulièrement calme. Un spectre de bruit de fond radio est représenté en figure 2.7. Deux bandes sont assez bruyantes : les émetteurs radio en modulation d'amplitude (AM) en dessous de 2 MHz suivis de différents émetteurs ondes courtes jusqu'à 24 MHz et les émetteurs radio en modulation d'amplitude (FM) dans la bande 88–108 MHz. Entre les deux, la bande 24–88 MHz est relativement exempte de bruit et on distingue le fond galactique, vers -127 dBm/Hz ici.

Dispositif expérimental Le dispositif expérimental était initialement constitué de onze antennes log-périodiques issues du réseau décimétrique de Nançay (figure 2.8) et de quatre détecteurs de particules du LAL issus de R&D pour l'Observatoire Pierre Auger disposés comme représenté en figure 2.9. Ce détecteur au sol simple servait de trigger et donnait la direction et



Fig. 2.8: Antennes log-périodiques du réseau décimétrique de Nançay, inclinées de 27° au sud pour l'observation du Soleil.

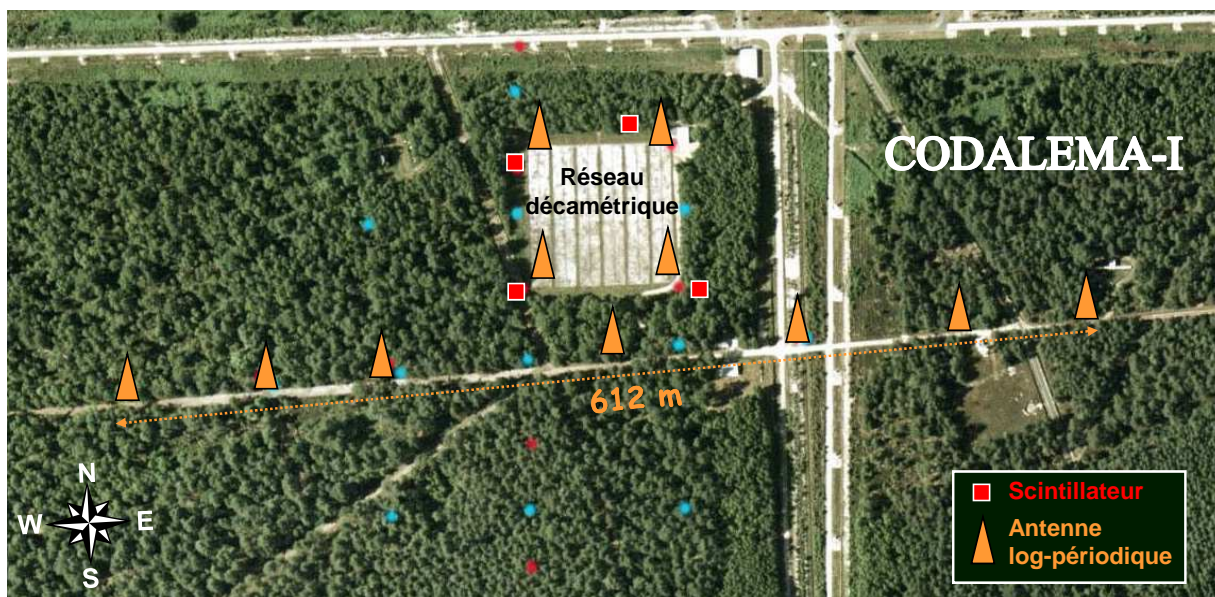


Fig. 2.9: Représentation aérienne du dispositif expérimental de CODALEMA-I.

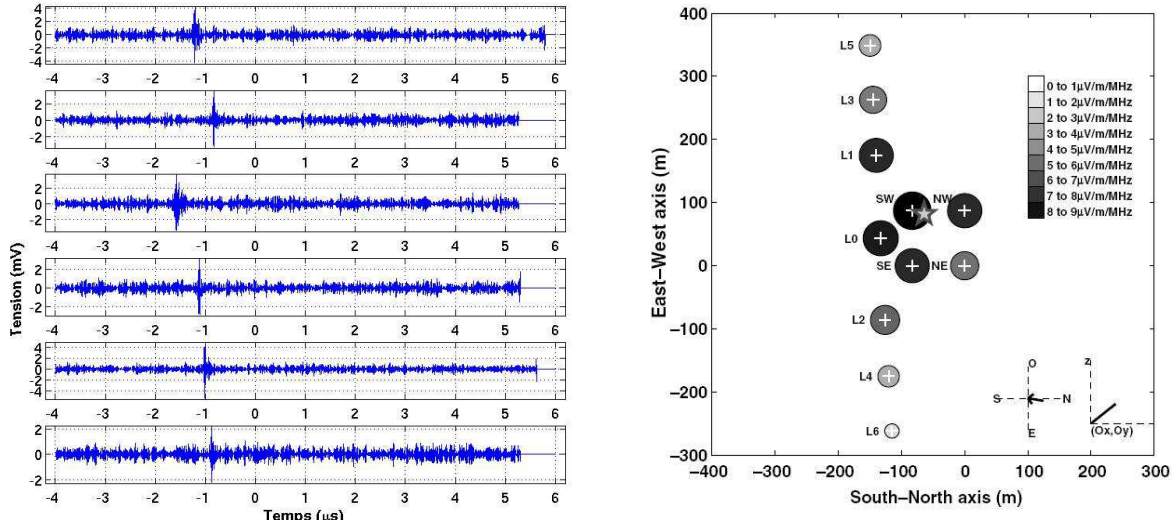


Fig. 2.10: Gauche : Candidat de gerbe dont les signaux sont visibles sur toutes les antennes. Droite : Distribution du champ au sol pour un événement de type gerbe.

le temps d'arrivée de la gerbe mais pas d'information sur la position du pied de gerbe ni sur l'énergie.

Analyse et résultats

Les signaux sont d'abord filtrés numériquement dans la bande 37–70 MHz puis la recherche de transitoires est effectuée dans chaque signal individuellement avec un simple seuil (un exemple d'événement est représenté en figure 2.10, gauche). Le plan radio est ensuite reconstruit par triangulation à partir des temps des signaux sur les différentes antennes. L'identification des rayons cosmiques est effectuée par comparaison avec les informations fournies par le réseau de détecteurs de particules.

Des signaux radio ont ainsi été observés en coïncidence avec des rayons cosmiques, le seuil ayant été estimé à partir de la surface du détecteur et du taux de comptage² aux alentours de 5.10^{16} eV.

Disposant des caractéristiques du champ électrique aux positions des différentes antennes, il est possible d'étudier la distribution au sol, comme par exemple pour l'événement représenté en figure 2.10, droite. Pour la plupart des événements de type gerbe, la topologie du champ au sol a été correctement ajustée par une fonction de type exponentielle $E(d) = E_0 \times \exp(-d/d_0)$.

Nous noterons qu'aucun effet de champ géomagnétique n'a été mis en évidence à ce stade, comme on peut le voir sur la figure 2.11.

Ces différents résultats sont présentés dans les deux publications [99, 100] et détaillés dans la thèse d'Arnaud Bellétoile [101].

²On notera cependant que la méthode, déjà utilisée lors des premières détections des rayons cosmiques [98], est pour le moins approximative. L'argument de flux suppose entre autres implicitement que la surface effective de détection du détecteur au sol est indépendante de l'énergie. Si l'on observe X fois moins d'événements en radio qu'avec le détecteur au sol, c'est que le seuil en énergie est \sqrt{X} fois plus élevé (car flux intégré de rayons cosmiques en E^{-2}).

Cependant la surface effective de détection augmente avec l'énergie (cf. tableau 1.2, p.22), les événements énergétiques sont surreprésentés expérimentalement par rapport au flux. Le flux observé est plus dur et l'extrapolation faite à partir des taux de comptage est biaisée (seuil sous-estimé).

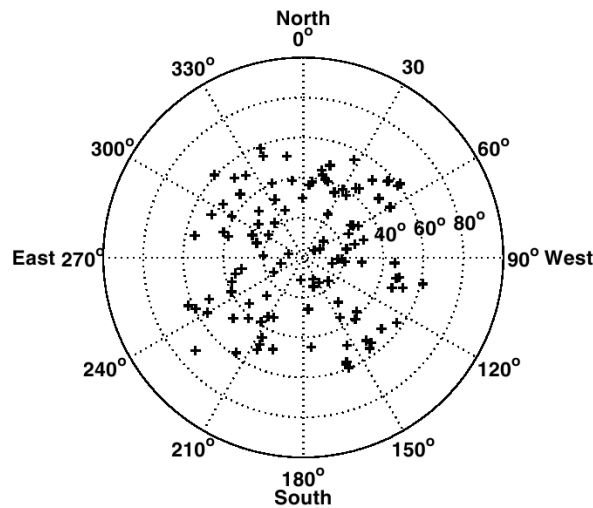


Fig. 2.11: Directions d'arrivée des événements observés en coïncidence avec les deux détecteurs de CODALEMA-I.

Bilan de CODALEMA-I

Le dispositif de CODALEMA-I a permis d'observer des signaux radio issus de rayons cosmiques et d'en faire une première analyse qualitative. Cependant, il comportait un certain nombre de limitations, telles que :

- l'orientation des antennes vers le sud ;
- la polarisation circulaire des antennes ;
- le nombre restreint et le schéma d'implantation des antennes ;
- le nombre réduit de détecteurs de particules ;
- la faible surface couverte par les deux réseaux ;
- la faible dynamique des oscilloscopes utilisés pour l'acquisition, imposant d'enregistrer les signaux filtrés dans une bande restreinte.

Une évolution importante du dispositif expérimental a été entreprise pour permettre une analyse plus complète de l'émission radio des rayons cosmiques. Ce dispositif sera présenté dans le prochain chapitre.

Chapitre 3

Le détecteur hybride CODALEMA-II

La seconde phase de l'expérience CODALEMA a pour objectif de caractériser plus précisément l'émission radio des gerbes atmosphériques et d'étalonner la technique de détection radio aux alentours de 10^{16} à 10^{18} eV. Une évolution importante du dispositif expérimental a été effectuée à partir de 2005, comprenant un nouveau réseau de dipôles actifs développés spécialement, un nouveau réseau de détecteurs de particules capable de fournir une estimation de l'énergie ainsi qu'une nouvelle électronique d'acquisition. Le déploiement de ce projet a eu lieu entre 2005 et 2008, grâce notamment au support de l'ANR (ANR-NT05-2_42808). L'implantation de ce dispositif est représentée figure 3.1. La description des deux réseaux de détecteurs et l'analyse des données obtenues seront l'objet de ce chapitre.

3.1 Le réseau de détecteurs de particules au sol

3.1.1 Le dispositif expérimental

Dimensionnement du détecteur

Le seuil en énergie de la détection radio ayant été estimé auparavant à quelques 10^{16} eV, le détecteur doit être pleinement efficace (en terme de détection mais aussi de reconstruction) dès cette énergie. Les principales caractéristiques intervenant dans le dimensionnement d'un réseau de détecteurs au sol sont :

1. Pour le seuil de détection : le pas du réseau et le seuil de détection de chaque détecteur élémentaire en part.m^{-2} , qui sont liés à la distribution des particules au sol pour les gerbes de basse énergie.
2. Côté haute énergie : la surface couverte, qui fixe la statistique disponible via le flux de rayons cosmiques, et la saturation éventuelle de l'acquisition avec de gros signaux.

Comme on l'a vu dans le tableau 1.2, une gerbe verticale de 10^{15} eV dépose un nombre de particules détectable jusqu'à une distance de l'ordre de 70 m, une gerbe de 10^{16} eV 200 m, une gerbe de 10^{17} eV 450 m et une gerbe de 10^{18} eV 900 m. Ces distances sont réduites dans le cas de gerbes inclinées car les gerbes sont plus âgées. Des simulations effectuées au LPSC ont montré que pour échantillonner correctement (c'est-à-dire avec plusieurs stations touchées) les gerbes à partir de 10^{16} eV, une solution raisonnable était un pas de réseau de l'ordre de la centaine de mètres avec des détecteurs de particules sensibles à partir d'une particule par mètre carré.

Du côté de la statistique, nous avons vu avec le tableau 1.1 (p.4) que pour obtenir un événement par jour à 10^{16} eV, une surface de l'ordre de 1 000 m^2 est nécessaire. A 10^{17} eV, cette surface est multipliée par 100 donc de l'ordre de 10 ha, et à 10^{18} eV elle atteint 10 km^2 . Pour

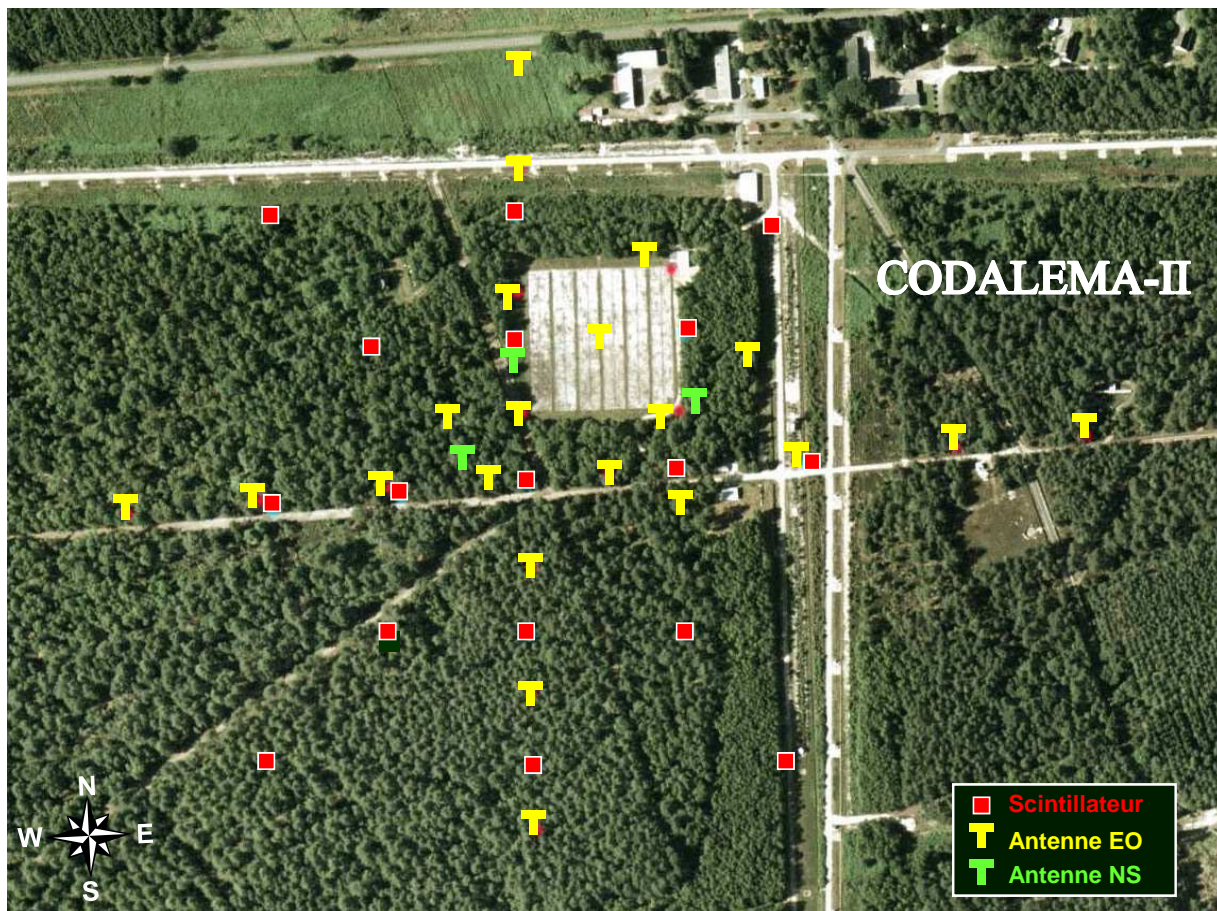


Fig. 3.1: Représentation aérienne du dispositif expérimental actuel (CODALEMA-II).

que les signaux ne soient pas saturés avec une gerbe de 10^{17} eV tombant à 10 m d'un détecteur, une dynamique permettant d'atteindre une densité de particules de l'ordre de quelques 10^3 est requise.

Le réseau de détecteurs de particules

Le réseau de détecteur de particules de CODAMELA-II a été constitué successivement de 5, 9, 13 puis 17 stations de scintillateurs. Le pas du réseau est de l'ordre de 85 m, selon la disposition représentée en figure 3.1. Le trigger consiste en une coïncidence de signaux sur les cinq stations centrales (nous y reviendrons lors de la description de l'acquisition). La fréquence des déclenchements ainsi obtenu est en moyenne d'un événement toutes les 8 minutes. L'analyse présentée dans cette thèse correspond à ce dispositif, pendant les périodes à 13 et 17 stations, c'est-à-dire d'octobre 2007 à avril 2009.

Le seuil en énergie de la détection radio étant finalement plus haut qu'initialement prévu, les quatre stations les plus proches de la station centrale ont été récemment supprimées (avril-juin 2009). Le trigger correspond maintenant aux nouvelles cinq stations les plus centrales, on passe d'un carré de 120 m de côté ($85\sqrt{2}$) à un carré de 170 m de côté (2×85). Le taux d'événement déclenché a été divisé par trois environ soit un toutes les 20 minutes, sans perdre pour autant les événements de haute énergie intéressants pour l'analyse radio.

La station de scintillateur de CODALEMA

Les critères qui ont guidé le choix des détecteurs de particule de CODALEMA sont :

1. une bonne mesure de la densité de particules,
2. un seuil de détection assez bas, proche d'une particule par mètre carré,
3. une grande dynamique, de l'ordre de 10^4 ,
4. une bonne résolution en temps,

Les trois premiers points sont utiles à la détermination de la position du pied de gerbe, du nombre total de particules au sol et donc de l'énergie. La résolution en temps est importante pour la détermination de la direction et du temps d'arrivée de la gerbe.

Afin de répondre à ces critères, le détecteur au sol de CODALEMA utilise de stations de scintillateur inspirées de détecteurs utilisés au laboratoire de Gran Sasso pour l'expérience EAS-TOP [102]. Chaque station est composée d'un plastique scintillant épais de type NE102 de $80 \times 80 \times 4$ cm³ mis en regard de deux tubes photomultiplicateurs (PMT) Photonis XP3451 de 3 pouces. L'ensemble est installé dans une cuve en acier inoxydable et étanche à la lumière dont l'intérieur est recouvert d'une peinture réfléchissante, contenue dans un conteneur en plastique et finalement recouvert d'une bâche noire pour protéger des intempéries et de la lumière. Le schéma de cette station est indiqué en figure 3.2.

Le scintillateur plastique présente un bon rendement lumineux et une réponse rapide, pour coût raisonnable. La géométrie utilisée (un scintillateur plat mis en regard de photomultiplicateurs) permet une bonne mesure du temps de passage des particules tout en conservant une collection de lumière suffisante pour avoir une bonne résolution en nombre de particules. De plus, la faible épaisseur de matériau limite la conversion des photons γ et le dépôt d'énergie des muons ; le détecteur est donc sensible principalement aux électrons et positons.

Une dynamique de l'ordre de 10^4 étant requise pour l'analyse des événements, deux tubes photomultiplicateurs sont utilisés par station, avec des gains différents. Les muons atmosphériques, issus des nombreuses gerbes de basse énergie, sont très nombreux (~ 180 muons.m⁻².s⁻¹ au niveau du sol) et généralement utilisés pour calibrer les détecteurs de particules. L'énergie déposée par un muon vertical au minimum d'ionisation est appelée VEM (pour Vertical Equivalent Muon) et est utilisée comme unité de mesure du signal. Quel que soit le type de particule au

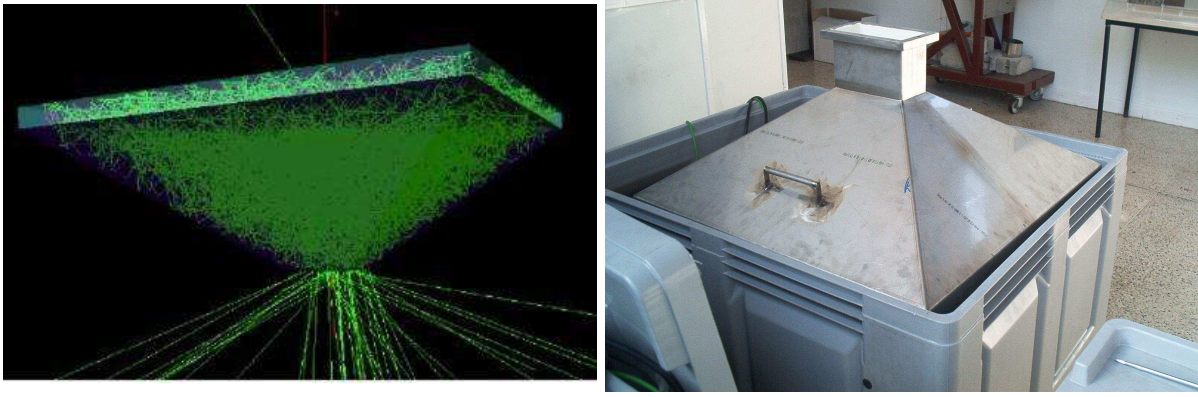


Fig. 3.2: Gauche : *Simulation GEANT-4 du parcours des photons dans la station de scintillateur (document ULTRA [103]).* Droite : *Station (sans son électronique) posée à l'envers dans sa caisse de protection.*

minimum d'ionisation, l'énergie déposée par unité de longueur est à peu près équivalente (environ 2 MeV.cm^{-1}). Une simulation complète comprenant notamment les distributions en énergie et en direction a permis de montrer qu'un électron dépose en moyenne dans le détecteur la même énergie qu'un muon vertical, c'est-à-dire 1 VEM. Cette énergie correspond en moyenne à une cinquantaine de photoélectrons convertis au niveau de la photocathode des tubes photomultiplicateurs. Pour être sensible à la queue de basse énergie de la distribution des signaux (particules en bord de détecteur, électron de trop basse énergie pour traverser complètement le scintillateur), le seuil de détection voulu est un signal de 0.3 VEM.

La plage d'entrée de l'acquisition étant fixée à $[-900, +100]$ mV, la haute tension du PMT dit *haut-gain* est ajustée de manière à obtenir une valeur moyenne de l'amplitude des signaux de muons proche de -50 mV au niveau de l'acquisition, ce qui correspond en pratique à une tension d'environ de 1 700 V. Le seuil de détection de l'acquisition est alors réglé vers -15 mV. La haute tension du PMT *bas-gain* est ajustée à partir de la courbe de réponse de ce PMT pour avoir un gain 10 fois plus faible que le PMT haut-gain, ce qui correspond à une tension d'environ 1 200 V. Juste avant l'acquisition, un boîtier est inséré pour réduire la tension de 6 dB supplémentaires de manière à obtenir finalement un facteur 20 entre les amplitudes des deux PMT.

La dynamique en amplitude de signaux est alors de 20 pour le PMT haut-gain et d'un facteur 20 supplémentaire avec le PMT bas-gain, soit un facteur 400 lorsqu'on raisonne en amplitude. Lorsque l'on considère l'énergie déposée, c'est à dire l'intégrale des signaux, la dynamique est plus importante car les signaux durent plus longtemps.

Les stations sont câblées à l'acquisition centrale avec deux câbles haute tension et deux câbles signaux. Quelles que soient les distances des stations à l'acquisition, les câbles signaux mesurent tous 330 m ce qui permet d'obtenir une atténuation et un retard identique pour l'ensemble des signaux.

Description de l'acquisition

L'acquisition est située dans un conteneur proche du centre du réseau. Elle est composée principalement d'un système de trigger, d'un système de digitalisation des signaux, un ordinateur d'acquisition et d'un système de surveillance des stations. Le fonctionnement schématique de l'acquisition est représenté en figure 3.3. L'ensemble de cette acquisition est contrôlé à distance via internet.

Le trigger est effectué grâce à une carte de multiplicité au format VME développée au LPSC. Cette carte renvoie un signal lorsqu'au moins ν signaux sont présents en coïncidence sur les voies

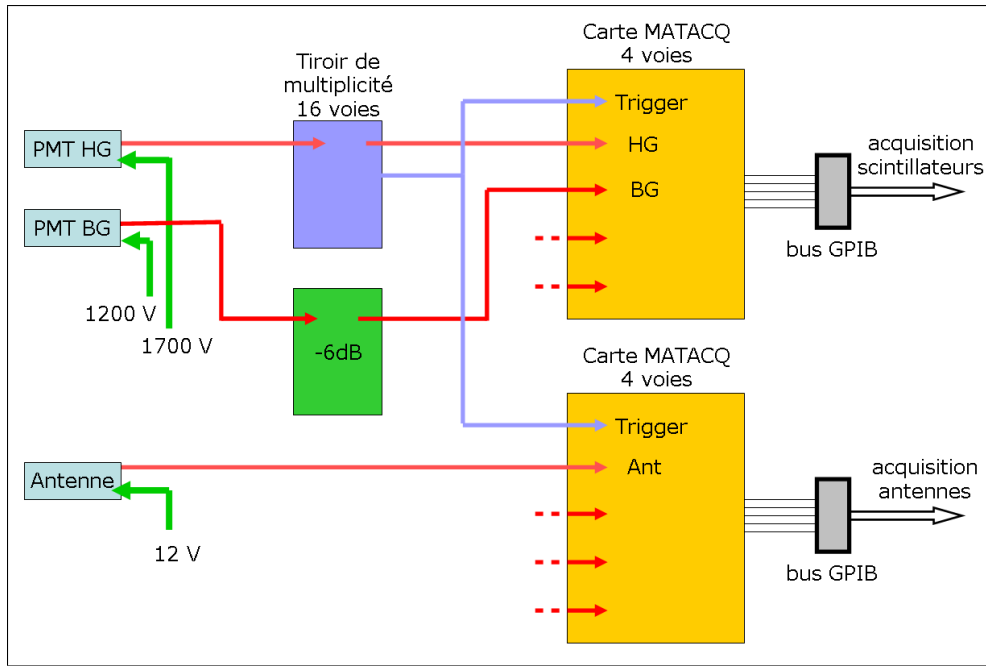


Fig. 3.3: Schéma de principe de l'acquisition de CODALEMA-II. Le trigger est effectué à partir des signaux des PMT hauts gains et déclenche l'ensemble de l'acquisition.

d'entrée activées. La taille de la fenêtre temporelle de coïncidence a été fixée à 650 ns, ce qui correspond à la taille du détecteur au sol divisé par la vitesse de la lumière, soit le temps de vol maximal d'une gerbe horizontale. Le seuil de chacune des 16 voies d'entrée est ajustable. Un masque, ajustable lui aussi, est utilisé pour définir quelles voies sont prises en compte dans le calcul de la multiplicité. Enfin, la multiplicité minimale ν est ajustable elle aussi. Finalement, le trigger utilisé pendant les phases de production requiert une multiplicité de 5 signaux d'au moins 15 mV parmi les 5 stations les plus centrales.

Le signal de trigger est ensuite envoyé aux cartes d'acquisition. La digitalisation des signaux est effectuée par des cartes MATAcq 4 voies à 1 GHz sur 12 bits et sur 2 μ s développées par le LAL et le DAPNIA. La gamme d'entrée est fixée à $[-900, +100]$ mV. Les données sont ensuite rapatriées par le programme d'acquisition LabView sur l'ordinateur, avant d'être envoyées au LPSC quotidiennement. Une capture d'écran de ce programme d'acquisition ainsi que du programme contrôlant le trigger est représenté en figure 3.4.

De plus, tout les PMT haut-gain sont surveillés en continu grâce à des échelles comptant la fréquence avec laquelle le signal dépasse le seuil sur chaque voie, permettant ainsi de déceler rapidement un problème. Cette fréquence doit être égale au flux de muons multiplié par la surface du détecteur, soit environ $180 \text{ muons.m}^{-2}.\text{s}^{-1} \times 0.64\text{m}^2 \sim 115 \text{ coups}.\text{s}^{-1}$.

3.1.2 Analyse des événements scintillateur

Du signal électrique au nombre de particules — calibration

Lors du déclenchement d'un événement, les signaux de toutes les voies sont mémorisés. Des exemples de signaux de particules sont représentés en figure 3.5.

Chaque signal est ajusté avec une fonction de la forme suivante :

$$V(t) = V_0 + V_{max} \left(\frac{(t - t_0)e}{n\tau} \right)^n \exp \left(\frac{-(t - t_0)}{\tau} \right) \quad (3.1)$$

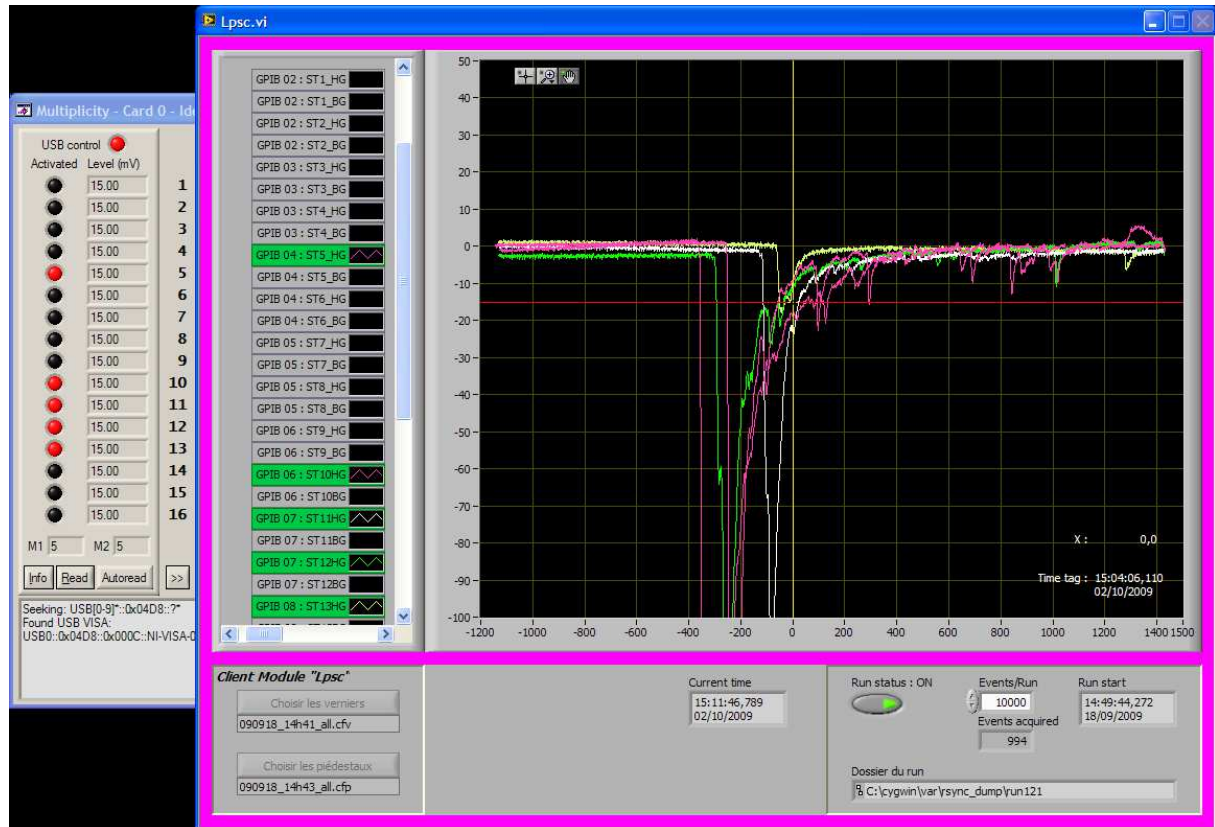


Fig. 3.4: Programme d'acquisition des signaux de scintillateurs. Les signaux des cinq voies actuellement utilisées pour le trigger sont représentés. On voit sur la gauche le programme contrôlant le trigger, avec les cinq voies activées, le seuil étant réglé à -15 mV.

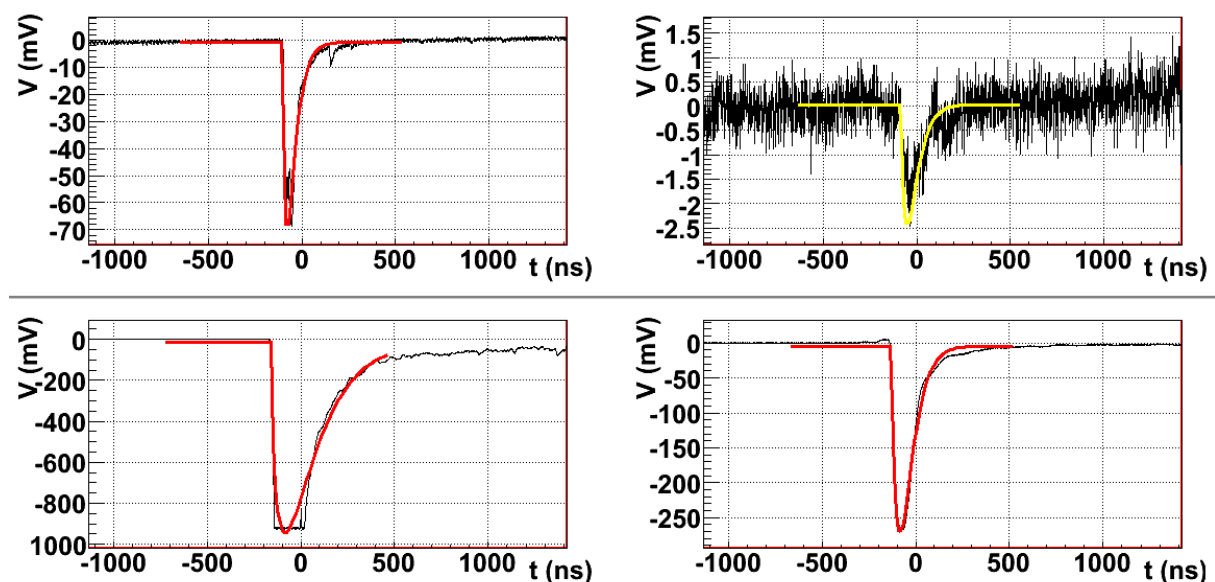


Fig. 3.5: Deux exemples de signaux de scintillateurs et leurs ajustements. Haut : Un signal non saturé avec le PMT haut-gain (gauche), le signal du PMT bas-gain (droit) n'est alors pas utilisé. Bas : Cas où le signal du haut-gain est saturé, le signal du bas-gain est alors utilisé.

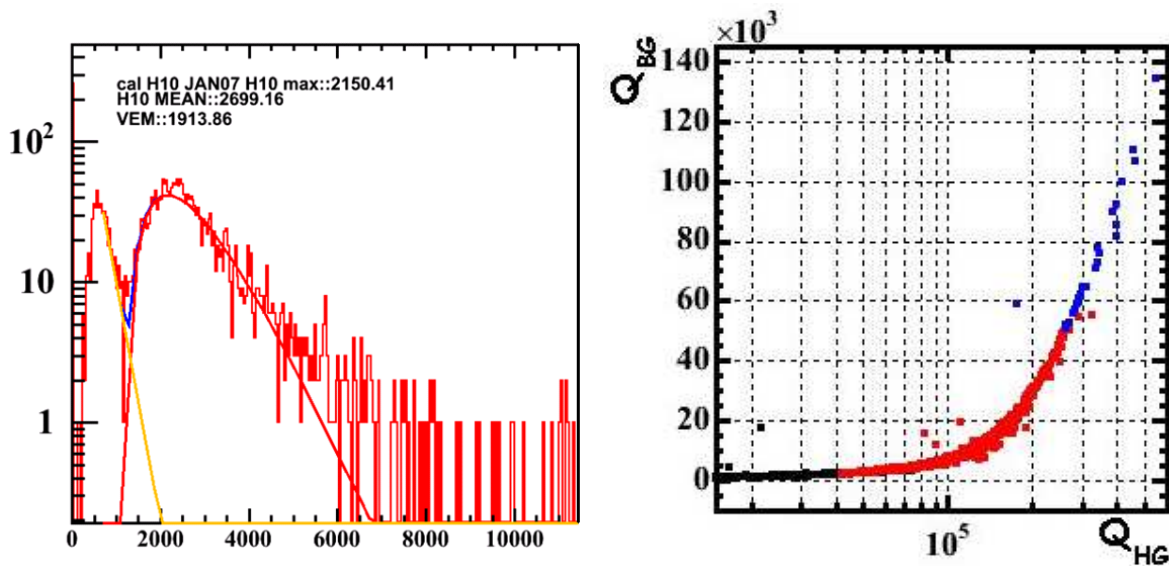


Fig. 3.6: Gauche : *Spectre de muons atmosphériques. Après soustraction du bruit (premier pic), la charge d'un muon vertical équivalent est déduite de la valeur moyenne du spectre $Q_{VEM} = 0.8 \langle Q \rangle$.* Droite : *Signaux de gerbes enregistrés simultanément par les voies haut-gain et bas-gain d'une station. La calibration de la voie bas-gain est effectuée à partir du rapport des deux quand les deux signaux sont visibles et non saturés (points rouges).*

Les paramètres libres sont la ligne de base V_0 , l'amplitude du signal V_{max} , et n et τ qui correspondent à la durée du signal. On définit la charge par l'intégrale du signal $Q = \int (V(t) - V_0) dt$ obtenue à partir de la fonction ajustée. Elle mesure le dépôt d'énergie dans le détecteur et est exprimée en nombre de VEM.

Une calibration est utilisée pour obtenir la charge Q correspondant à un VEM. Cette calibration est effectuée pour le PMT haut-gain de chaque station. En déclenchant uniquement sur cette station, le spectre des charges déposées par les muons atmosphériques est enregistré (figure 3.6, gauche). Après un ajustement du spectre, la charge moyenne est déterminée. En se basant sur une simulation réalisée avec GEANT-3, cette charge est corrigée de l'angle zénithal moyen des muons $\theta = 36.9^\circ$ pour donner le muon vertical équivalent $Q_{VEM} = 0.8 \langle Q \rangle$ (noté VEM).

Lorsque le signal du PMT haut-gain est saturé, on utilise à la place le signal du PMT bas-gain. La calibration est effectuée directement sur données de gerbes des périodes d'acquisition, en comparant les signaux des deux PMT quand les deux signaux sont visibles mais non saturés (en rouge sur la figure 3.6, droite).

Le temps d'arrivée des particules est obtenu dans tous les cas par le t_0 ajusté sur le PMT haut-gain. Les délais instrumentaux ont été mesurés et sont retranchés de cette valeur.

Des temps des signaux au plan de gerbe

On dispose des temps de passage du front de gerbe sur chaque détecteur touché. La taille du réseau étant relativement petite par rapport à la courbure du front de gerbe (plusieurs kilomètres), on assimile ce dernier à un plan. La direction d'origine de la gerbe (θ, φ) et son temps de passage au centre du réseau T_0 sont reconstruits par triangulation, en minimisant la fonction suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{c(t_{0i} - T_0) - (u.x_i + v.y_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.2)$$

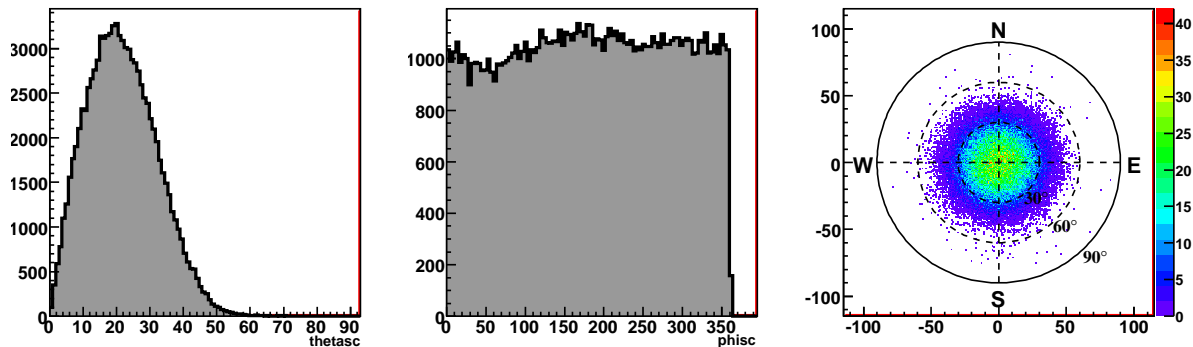


Fig. 3.7: Distributions des directions d'arrivée : Gauche : Angle zénithal θ . Centre : Angle azimutal φ . Droite : Représentation bidimensionnelle.

Les angles sont ensuite obtenus avec les relations suivantes :

$$\theta = \arcsin \sqrt{u^2 + v^2} \quad (3.3)$$

$$\varphi = \arctan \sqrt{u/v} \quad (3.4)$$

Les incertitudes sur ces paramètres sont aussi calculées, l'incertitude résultante sur la direction est en moyenne de 1.1° .

La procédure de triangulation fonctionne correctement pour plus de 99% des événements, les distributions des directions d'arrivée obtenues sont représentées en figure 3.7. La distribution azimutale est relativement uniforme, le léger écart par rapport à une distribution plate n'est pas expliqué pour l'instant. La distribution zénithale présente un maximum vers $\theta = 20^\circ$ et on n'observe pas de corrélation entre les deux distributions.

Le nombre de particules au sol

Les densités de particules dans les différents détecteurs sont utilisées pour extrapoler la distribution de particules au sol. Cette distribution est représentée par la fonction suivante, dérivée d'une fonction NKG (cf. 1.2.2) :

$$\rho = N_e \frac{C_s}{r_m^2} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5} \quad (3.5)$$

$$C_s = 0.366s^2(2.07 - s)^{1.25} \quad (3.6)$$

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (3.7)$$

Les valeurs x et y sont les coordonnées des détecteurs projetées dans le plan de gerbe. La valeur de l'âge est fixée à $s = 1.2$, le rayon de Molière à $r_m = 80$ m. Après ajustement, on obtient la taille de la gerbe N_e et la position du pied de gerbe (x_0, y_0) dans le plan de gerbe. La position du pied de gerbe au sol est obtenue après rotation inverse. Un exemple de reconstruction est illustré en figure 3.8.

La reconstruction a tendance à diverger fortement lorsque le pied de gerbe n'est pas contenu dans le détecteur au sol. Afin de contraindre proprement cette reconstruction, on impose que la station recevant le plus de particules ne soit pas en bord de réseau. On définit ainsi le critère *interne* et on n'accordera de l'importance au nombre de particules reconstruit et plus tard à l'énergie estimée que dans le cas de gerbes internes, ce qui correspond à la moitié des événements. D'autres critères de qualité sont aussi utilisés pour estimer la confiance que l'on peut accorder aux résultats obtenus, comme le contraste de la densité de particules sur le réseau ou le χ^2 de l'ajustement.

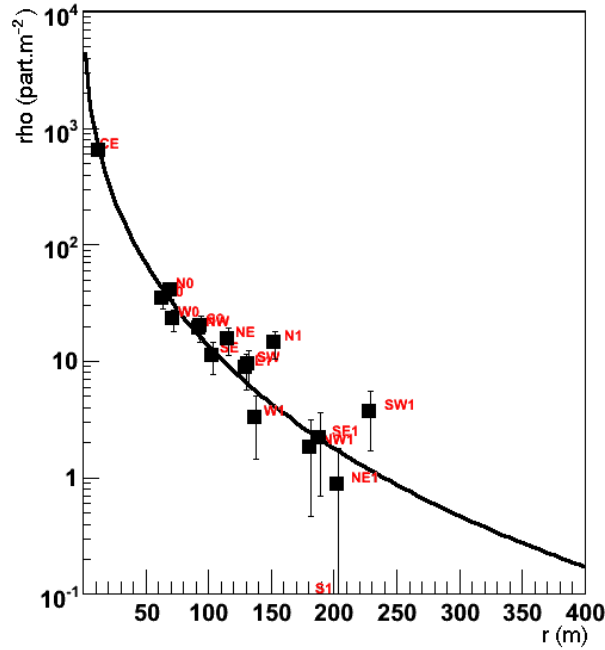


Fig. 3.8: Ajustement de la distribution latérale de la densité de particules d'un événement expérimental avec une fonction NKG modifiée.

L'estimation de l'énergie

Estimateur de l'énergie GIL La première méthode à avoir été utilisée pour estimer l'énergie est basée sur les relations semi-analytiques de GIL, présentées à la section 1.2.2. En inversant cette relation à partir du nombre de particules et de l'angle zénithal, on obtient une estimation de l'énergie du primaire.

Parmi les inconvénients de cette méthode, on peut citer le fait qu'elle ne considère pas les muons (dominants pour les gerbes âgées, aux grands angles par exemple), que les fluctuations ne sont pas prises en compte ou qu'elle présuppose une bonne connaissance de l'effet de l'angle zénithal.

Estimateur de l'énergie CIC Une autre méthode a ensuite été appliquée pour estimer l'énergie, utilisant la méthode CIC (Constant Intensity Cut) pour prendre en compte les effets d'atmosphère [104] et la simulation AIRES pour l'étalonnage en énergie.

La méthode CIC est utilisée pour mesurer la longueur d'atténuation Λ_{att} qui caractérise la variation de la taille de la gerbe avec l'épaisseur d'atmosphère donc l'angle zénithal, via la relation suivante :

$$N_e(\theta) = N_e(0)e^{-\frac{X_{vert}}{\Lambda_{att}}(\sec\theta-1)} \quad (3.8)$$

où $X_{vert} = 1030 \text{ g.cm}^{-2}$ est l'épaisseur d'atmosphère à la verticale, $\sec\theta = 1/\cos\theta$ représente la variation de l'épaisseur d'atmosphère avec l'angle zénithal et $N_e(0)$ représente la taille de la gerbe verticale équivalente. La mesure de Λ_{att} est basée sur l'isotropie du flux, quelle que soit l'énergie. Vu autrement, la fréquence des événements au-delà d'une énergie de référence E_r à travers un élément d'angle solide Ω est indépendante de l'angle zénithal θ (à partir du moment où le détecteur est efficace à 100%). La valeur de Λ_{att} est déduite de la mesure du taux d'événements par intervalle d'angle solide et par intervalle de taille de gerbe. Dans le cas de CODALEMA, la valeur mesurée est $\Lambda_{att} = 188 \text{ g.cm}^{-2}$.

La correspondance entre $N_e(0)$ et l'énergie a été effectuée à l'aide de simulations de gerbes en utilisant le programme AIRES et en calculant la taille de gerbe moyenne $\langle N_e(0) \rangle$ à différentes

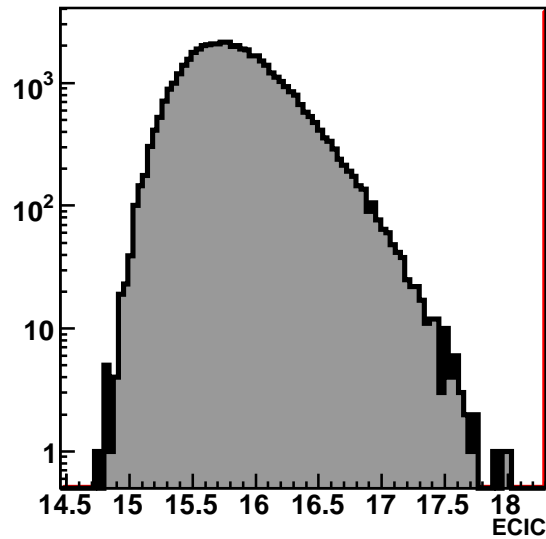


Fig. 3.9: Histogramme des énergies des événements internes observée à CODALEMA.

énergies et pour des protons et des noyaux de fer. Pour des protons, les résultats peuvent être représentés par la fonction suivante :

$$E^{(p)} = 2.138 \times 10^{10} \langle N_e(0) \rangle^{0.9} \quad [\text{eV}] \quad (3.9)$$

Si le rayon cosmique primaire est un noyau de fer, l'énergie obtenue est environ 70 % plus grande. Mis à part la nature du primaire, la principale source d'incertitude provient des fluctuations de gerbes et est de l'ordre de 30 % à 10^{17} eV.

En pratique, cette méthode permet de reconstruire l'énergie jusqu'à des angles zénithaux proche de 50° . Au-delà, deux phénomènes sont problématiques : la faible statistique qui limite l'utilisation de la méthode CIC et le changement de composition des gerbes très âgées, composées principalement de muons¹. Une correction a été apportée pour obtenir une estimation de l'énergie (moins fiable) entre 50 et 60° et l'énergie des rares événements au-delà de 60° n'est pas reconstruite.

Le spectre en énergie obtenu avec cette méthode (figure 3.10) est compatible avec les résultats publiés. Compte tenu du nombre restreint de détecteurs et de la surface couverte, ce réseau n'est pas compétitifs par rapport à des expériences dédiées à cette mesure. Cependant, ce résultat montre que le détecteur est correctement calibré et peut servir de référence à l'analyse radio qui va suivre ; ce qui était l'objectif.

3.1.3 Bilan sur le détecteur au sol

Le réseau de détecteurs de particules au sol de CODALEMA-II couvre une surface d'une dizaine d'hectares, avec une surface interne de plus de huit hectares. Son seuil de détection est proche de 10^{15} eV et l'efficacité atteint 100 % vers 10^{16} eV. Pour les événements internes au détecteur, on dispose d'une estimation de la position du pied de gerbe (dont l'incertitude typique est d'une dizaine de mètres), du nombre total de particules au sol et d'une estimation de l'énergie avec une incertitude de l'ordre de 30 %. Le spectre en énergie obtenu est compatible avec les résultats publiés.

¹En pratique, cette limitation provient simplement de la formule 3.8 qui ne correspond qu'à la composante électromagnétique de la gerbe. Une relation représentant aussi la composante muonique de la gerbe pourrait aussi être utilisée.

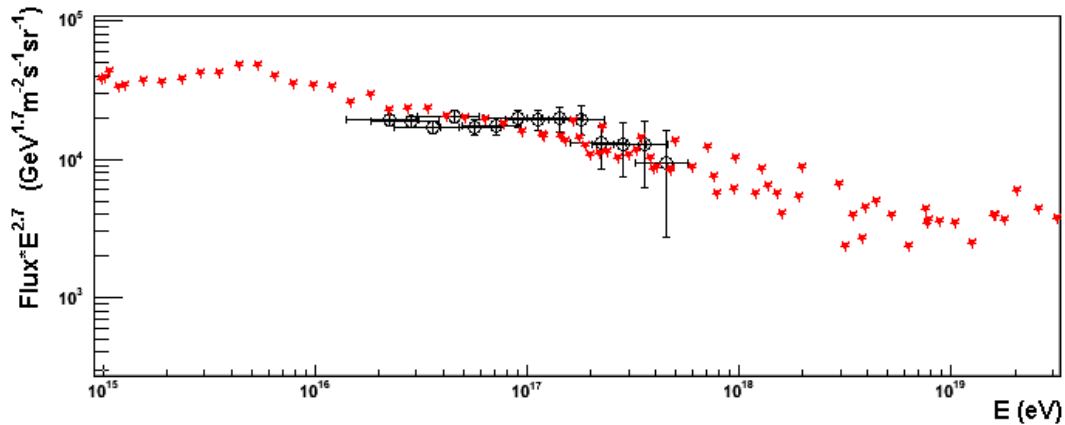


Fig. 3.10: Spectre en énergie des rayons cosmiques mesurés à CODALEMA, comparé à une compilation de différents résultats publiés en rouge (autre représentation de la Fig. 1.1). Le spectre noir est obtenu en supposant que les primaires sont des protons, le spectre vert des noyaux de fer.

Finalement, ce réseau fournit le trigger pour l’ensemble de l’acquisition de CODALEMA et une estimation des paramètres des rayons cosmiques servant de base à l’analyse.

3.2 Le réseau d’antennes radio

3.2.1 Le détecteur radio

L’antenne de CODALEMA

Pour la première phase de CODALEMA, des antennes log-périodiques issues du réseau décacaténaire ont été singularisées et pour certaines redéployées. Elles étaient de polarisation circulaire, gauche ou droite selon les antennes, et étaient filtrées dans la bande 24–82 MHz. Elles mesurent 7 m de hauteur et sont inclinées de 27° au sud pour optimiser l’observation de Jupiter et du Soleil.

Pour la seconde phase de CODALEMA, une nouvelle antenne a été réalisée au laboratoire SUBATECH. Il s’agit d’un dipôle actif court constitué de deux lames d’aluminium de 60 cm, situé à 1 m du sol (figure 3.11). Le dipôle est utilisé en dessous de sa fréquence de résonance (115 MHz) afin d’obtenir une réponse uniforme sur une large bande de fréquence. Le dipôle a une faible directivité, ce qui permet d’observer des gerbes atmosphériques provenant de toutes les directions, et peut être intéressant pour les gerbes inclinées voire les neutrinos. La faible directivité de l’antenne impliquant un faible gain, un système d’amplification faible bruit a été développé à SUBATECH, sous la forme d’une puce ASIC (encart de la figure 3.11). Les caractéristiques précises de cette antenne sont présentées dans la référence [105].

Pour des raisons pratiques, un filtre passe-haut coupe les fréquences en dessous de 2 MHz. Cela permet d’atténuer notamment l’émission grandes ondes de France Inter, l’émetteur d’Allouis d’une puissance de 2 MW étant situé à une vingtaine de kilomètres de Nançay.

La réponse de cette antenne a été simulée avec différents codes de calculs en éléments finis (EZNEC [106] à SUBATECH, HFSS [107] au LPSC), fournissant des résultats similaires. Un exemple de lobe est représenté à gauche de la figure 3.12, la réponse fréquentielle de l’antenne est représentée à droite. Ces fonctions sont utilisées lors de l’analyse pour déconvoluer les mesures de la réponse instrumentale.

La sensibilité simulée a pu être vérifiée avec l’observation du rémanent de supernova Cassio-

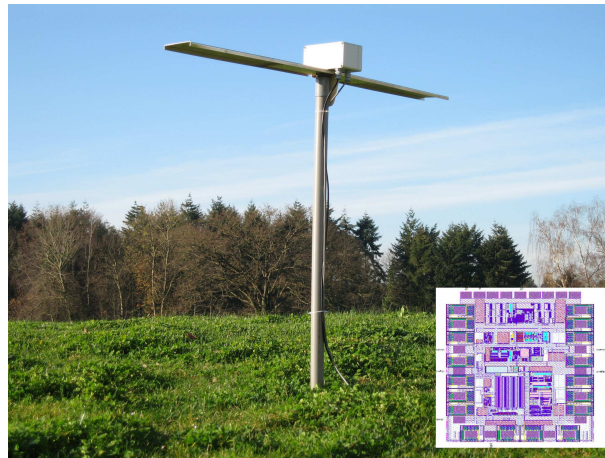


Fig. 3.11: Dipôle de SUBATECH. Le LNA, représenté en encart, est situé dans la boîte grise au milieu de l'antenne.

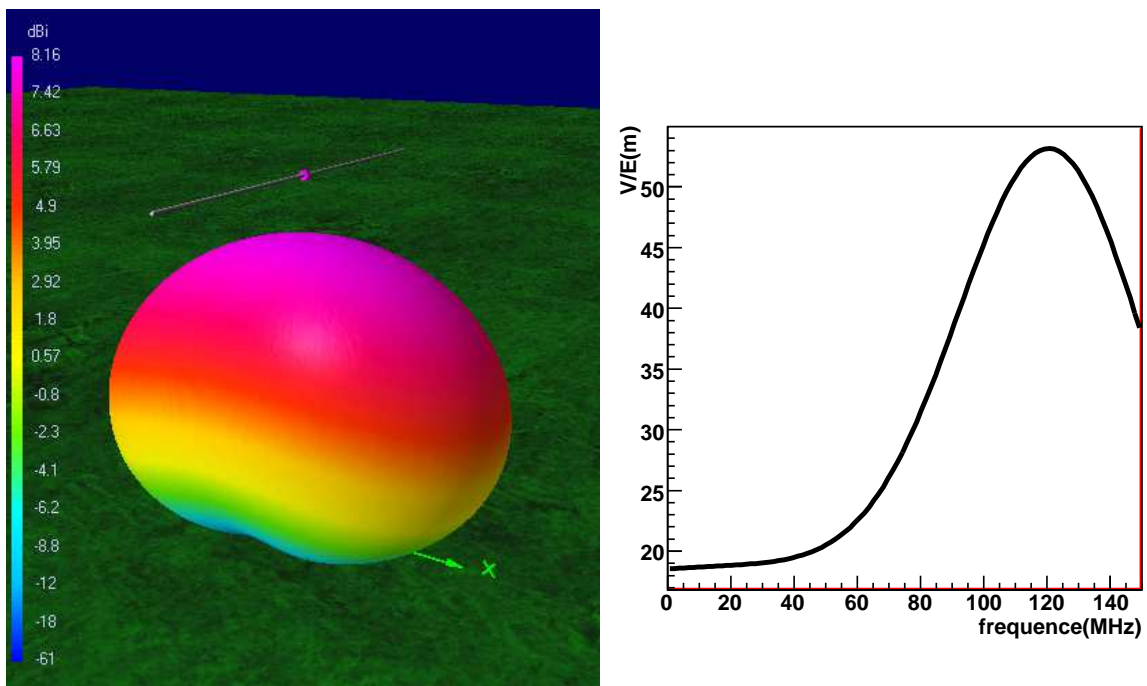


Fig. 3.12: Gauche : Lobe simulé à 50 MHz du dipôle CODALEMA, à 1 m du sol. Droite : Fonction de réponse de l'antenne avec le dispositif d'amplification.

pée A en corrélation avec le Réseau Décamétrique de Nançay [105]. La sensibilité à l'émission galactique a aussi été démontrée avec la mise en évidence d'une modulation du signal radio moyen avec une période correspondant au jour sidéral. Cette modulation a été correctement reproduite à partir d'une carte d'émission radio de la galaxie et du lobe de l'antenne [108].

Le réseau d'antennes

Le réseau de CODALEMA-II a été déployé dans un premier temps en complément du dispositif de CODALEMA-I, en ajoutant une ligne nord-sud de dipôles à la ligne est-ouest d'antennes log-périodiques (cf. Fig. 2.9 et 3.1). Les antennes log-périodiques ont ensuite été remplacées par des dipôles, donnant ainsi un réseau en croix. Tous ces dipôles ont été orientés selon l'axe est-ouest. Quelques dipôles supplémentaires ont ensuite été déployés à proximité du centre du réseau, dont trois orientés selon l'axe nord-sud, pour aboutir à un réseau de 24 antennes.

Un réseau en croix permet un grand bras de levier et facilite l'estimation de la variation de l'amplitude du champ avec la distance. Cependant, l'estimation de la position du pied de gerbe n'est pas évidente. Le faible nombre d'antennes orientées nord-sud ne facilite pas non plus beaucoup l'analyse et la comparaison avec les modèles théoriques. Une troisième phase de CODALEMA est envisagée pour répondre à ces limitations. En utilisant des stations d'antennes autonomes, il est prévu de densifier le réseau, avec deux polarisations par point de mesure, puis de couvrir davantage de surface. Ce projet sera décrit en partie 6.2.2.

L'acquisition radio

L'acquisition du réseau d'antennes radio est du même type que l'acquisition du réseau de scintillateurs : les antennes sont câblées jusqu'au conteneur d'acquisition central (avec des câbles de longueurs variables cette fois-ci), où les signaux sont numérisés par des cartes MATAcq entre -500 et $+500$ mV puis stockés sur un ordinateur d'acquisition. Une capture d'écran de ce programme est représenté en figure 3.13

Les cartes MATAcq fonctionnent aussi avec une fréquence d'échantillonnage de 1 GHz, mais les signaux radio étant bipolaires la plage d'entrée est fixée à $[-500, +500]$ mV. Pour éviter les problèmes de repliement de spectre, le filtre d'entrée des cartes est fixé à 180 MHz, soit bien en dessous de la fréquence de Nyquist (500 MHz). Les signaux radio sont enregistrés sans filtre supplémentaire.

Cette acquisition fonctionne en esclave de l'acquisition scintillateur, qui lui fournit le trigger. Hormis ce trigger, les deux acquisitions sont complètement indépendantes, les données radio et scintillateurs sont enregistrées dans des fichiers différents. L'appariement est effectué ensuite à partir des dates des événements issues des horloges des ordinateurs, ce qui est possible car les événements sont relativement rares (environ 200 par jour).

3.2.2 Analyse des événements radio

Nous allons ici présenter les principales étapes de l'analyse des signaux radio. On notera tout d'abord que cette analyse est basée autant que possible sur les signaux radio seuls, sans utiliser les résultats des scintillateurs (hormis le trigger, et ce n'est pas négligeable). L'analyse croisée des résultats sera présentée à partir de la prochaine section. Cette démarche a été choisie dans un premier temps pour ne pas biaiser l'analyse des signaux radio avec les résultats scintillateurs. De plus, elle est plus proche de l'optique avec laquelle on peut espérer utiliser un réseau d'antennes radio autonomes, sans détecteur de référence à proximité.

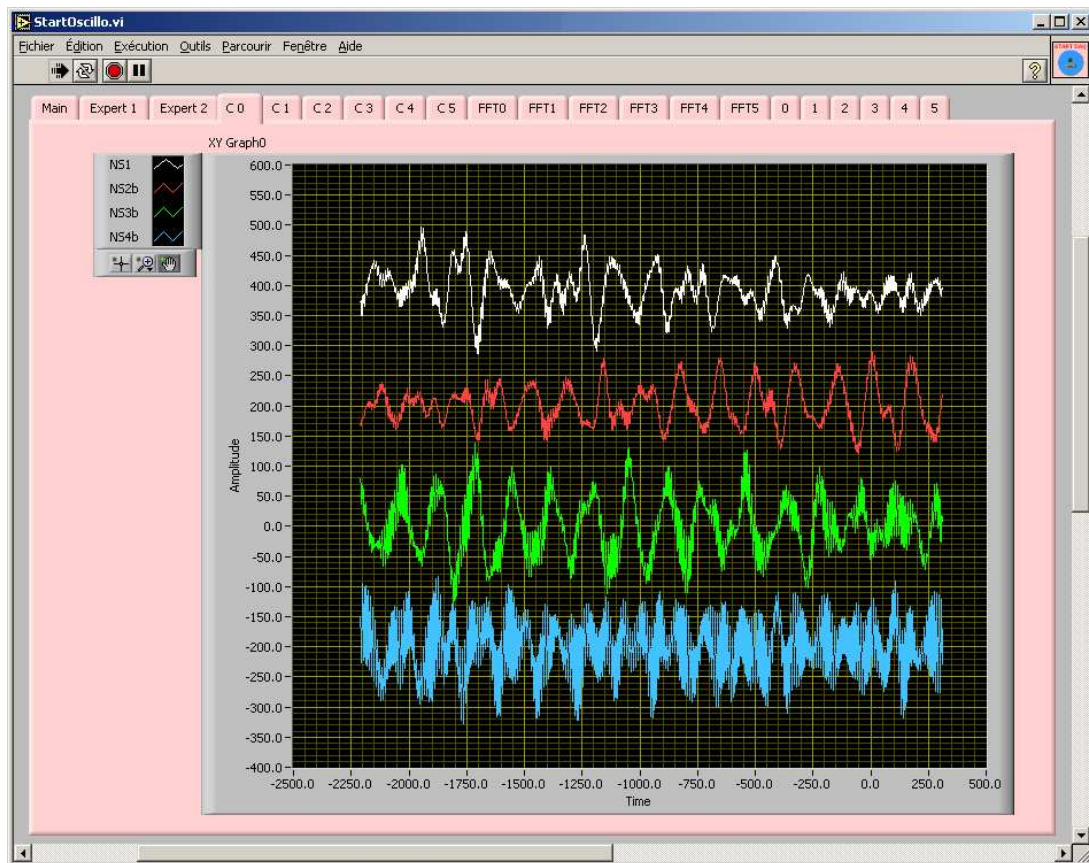


Fig. 3.13: Programme d'acquisition des signaux des antennes. Les signaux bruts des antennes de la première carte d'acquisition MATAcq sont représentés, avec un offset artificiel pour mieux les distinguer. Ces signaux correspondent au même événement que celui représenté en figure 3.4.

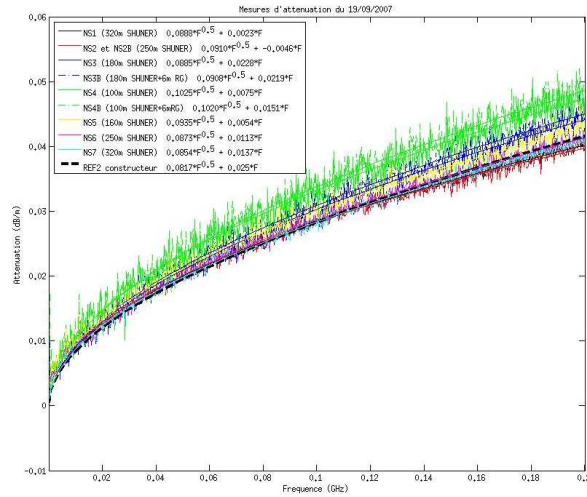


Fig. 3.14: Exemples de mesures d'atténuation linéaire dans les câbles, en dB/m, pour les antennes de l'axe nord-sud.

Déconvolution de la chaîne d'acquisition

Les deux éléments à prendre en compte pour obtenir un champ électrique à partir des signaux au niveau des cartes d'acquisition sont les câbles et l'antenne. Des campagnes de mesures d'atténuation des câbles ont été menées, dont certains résultats sont illustrés sur la figure 3.14. Il en résulte que l'atténuation est assez proche des spécifications du constructeur mais que l'effet des connections additionnelles n'est pas négligeable. Ces mesures sont ensuite ajustées avec une fonction analytique. Le traitement des signaux expérimentaux débute par un passage dans le domaine fréquentiel par FFT pour permettre la déconvolution de l'atténuation des câbles (figure 3.15).

L'étape suivante concerne la réponse de l'antenne. Cette étape est plus délicate car les mesures sont assez difficiles et la réponse dépend à la fois de la fréquence et de la direction d'arrivée. On utilise la réponse fournie par les simulations évoquées précédemment. Elle est généralement séparée en deux termes ; la réponse fréquentielle f et les lobes L :

$$R(\theta, \varphi, \nu) = f(\nu) \cdot L(\theta, \varphi, \nu) \quad (3.10)$$

où L est normalisée ($\int_{4\pi} L(\theta, \varphi, \nu) d\theta d\varphi = 4\pi$).

Les lobes contiennent la directivité de l'antenne, c'est-à-dire le gain en fonction de la direction. Ils ont été simulés et tabulés pour différents angles et jusqu'à une fréquence de 130 MHz, les valeurs sont ensuite interpolées à partir de cette table. La réponse fréquentielle correspond au gain de l'antenne à une fréquence donnée, moyenné sur toutes les directions d'arrivées. La réponse de l'antenne dans une direction donnée est finalement le produit de la réponse fréquentielle avec le lobe.

La déconvolution de la réponse fréquentielle de l'antenne est effectuée dans un premier temps. On ne déconvolue pas des lobes à ce stade car : i) on ne connaît pas la direction d'arrivée du rayon cosmique éventuellement détecté, et ii) certaines variables n'ont plus de sens si on considère une direction particulière, comme le bruit de fond par exemple.

En anticipant un peu sur la suite, la déconvolution des lobes est effectuée une fois un événement radio reconstruit et une direction radio estimée.

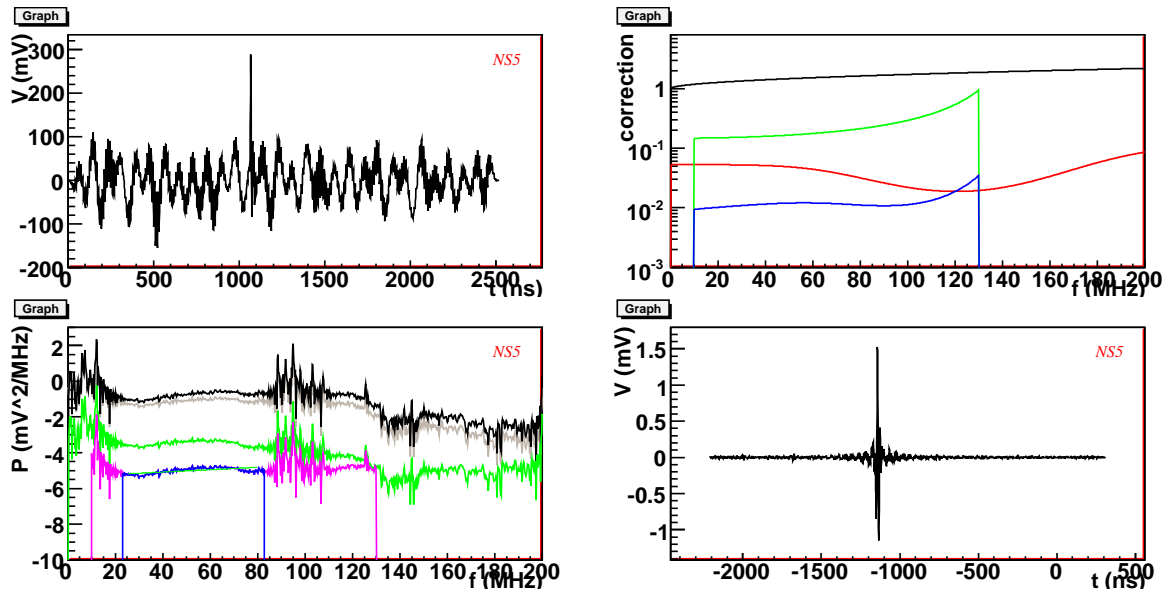


Fig. 3.15: Illustration de la déconvolution de la réponse expérimentale et du filtrage sur un gros signal de rayon cosmique. En haut à gauche, signal brut en temps. A droite, les facteurs de corrections, dépendant de la fréquence : correction de l'atténuation des câbles en noir, du gain en fréquence de l'antenne en rouge, du lobe en vert. Le produit des trois est indiqué en bleu. En bas à gauche, les spectres de puissance des signaux MATACQ en gris, corrigés de l'atténuation des câbles en noir, corrigés en plus du gain en fréquence en vert et corrigés du lobe en mauve. Un filtre 23–83 MHz est finalement appliqué (bleu). A droite, signal en temps final, déconvolué et filtré.

Filtrage

Les signaux sont enregistrés très large bande, approximativement entre 2 et 180 MHz. Nous avons vu en page 2.3.4 que des émetteurs sont présents en dessous de 20 MHz et au-delà de 88 MHz, un filtrage dans une bande comprise entre ces deux fréquences est donc nécessaire. Ce filtrage est effectué numériquement par transformée de Fourier, comme pour la déconvolution de la chaîne d'acquisition.

Une fenêtre en sinus a été appliquée sur 100 ns à chaque extrémité des signaux afin de limiter le phénomène de Gibbs (figure 3.16). En effet, le traitement par transformée de Fourier suppose implicitement un signal périodique. La discontinuité du signal et de ses dérivées entre le dernier point et le premier provoque de fortes oscillations. Ces oscillations sont limitées grâce à une fenêtre qui *recolle* artificiellement les extrémités des signaux.

L'efficacité de la détection radio de rayons cosmiques dépend de la bande de fréquence utilisée. Cette bande a été optimisée pour maximiser le nombre d'événements vus en coïncidence avec les deux réseaux, à partir des mesures présentées en figure 3.17. Globalement, le nombre d'événements augmente avec la largeur de la bande, jusqu'à ce que les émetteurs aient un effet trop important. L'ajout de bandes supplémentaires au-delà de la FM a aussi été envisagé. Cela permet un gain de quelques événements, mais à ces fréquences les incertitudes liées à la réponse de l'antenne sont grandes (lobes prononcés, variabilité en fonction de l'humidité du sol) et cette solution n'a pas été gardée. Le domaine de fréquence retenu pour l'analyse est finalement la bande 23–83 MHz.

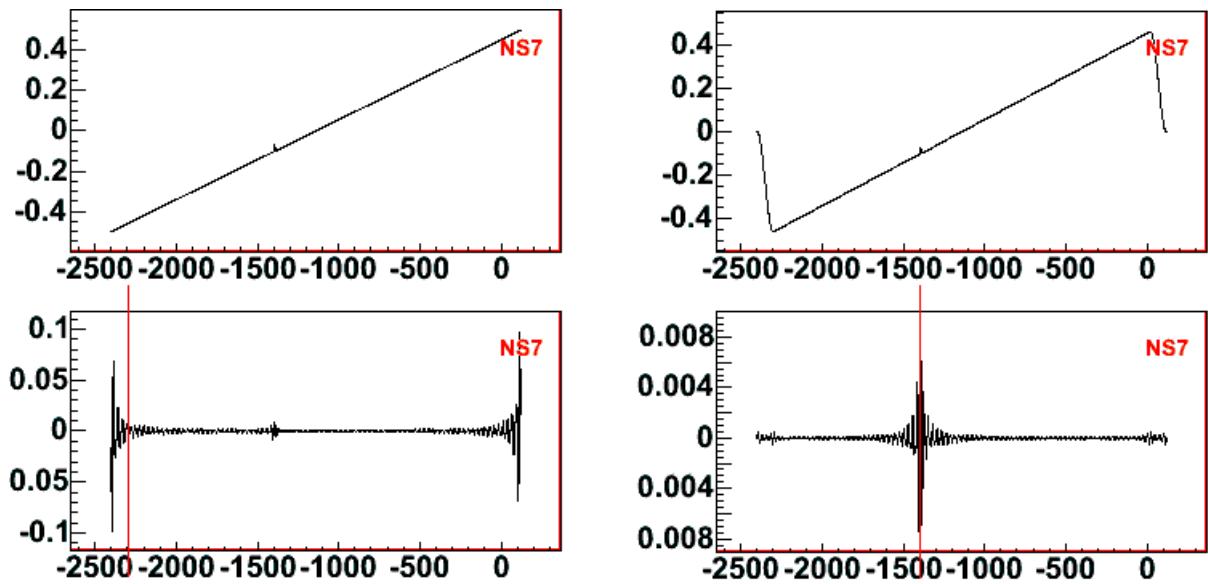


Fig. 3.16: Effet d'un filtrage passe-bande par FFT sur un signal théorique superposé à une rampe. A gauche, sans fenêtrage, des oscillations de Gibbs importantes apparaissent, plus grandes que le signal. A droite, avec fenêtrage, le signal ressort clairement.

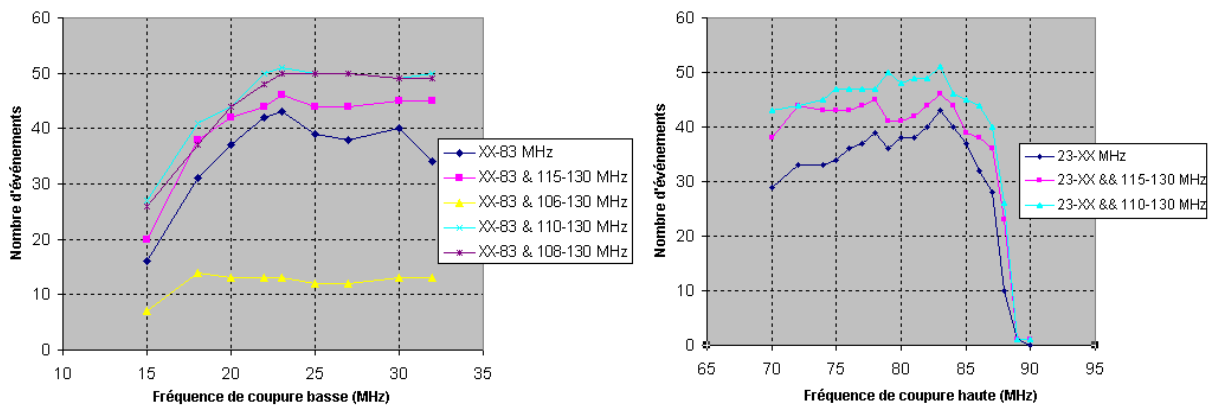


Fig. 3.17: Optimisation de la bande de fréquence utilisée à partir du nombre d'événements radio en coïncidence avec les événements du réseau de scintillateurs, sur un échantillon d'événements donné. A gauche, la fréquence de coupure basse est ajustée, à droite la fréquence de coupure haute.

Recherche de signal

La méthode de recherche de signal choisie est extrêmement simple, il s'agit simplement de rechercher le pic ayant la plus grande amplitude dans le signal filtré de chaque antenne individuellement. Nous appellerons cette méthode la méthode du seuil. Elle diffère de celle utilisée par l'expérience LOPES, qui effectue un produit de corrélation entre toutes les antennes avant de chercher un signal, comme évoqué à la section 2.3.3.

Une autre méthode plus performante en moyenne a été développée à SUBATECH, basée sur un Code de Prédiction Linéaire (LPC) [109, 110]. Sur le principe, on dispose de 2048 mesures du signal espacées de 1 ns. Le signal à un instant t est prédit à partir d'une combinaison linéaire effectué sur les $M = 250$ mesures précédentes selon la formule suivante :

$$y_p(n) = \sum_{k=1}^M a_k y(n-k) \quad (3.11)$$

où La valeur considérée pour décider si un pic est présent est alors l'écart entre la prédiction et la mesure à cet instant t . Les coefficients a_k sont calculés pour minimiser la distance totale $\sum_{k \in S} (y(k) - y_p(k))^2$ lorsque k parcourt tout le signal S . La méthode LPC, implémentée dans le programme d'analyse de SUBATECH, a permis d'augmenter le nombre d'événements en coïncidence entre les deux détecteurs de 30 % par rapport à la méthode du seuil simple. Elle n'a pas été retenue pour l'analyse qui suit car si le nombre moyen d'événement en coïncidence est augmenté, certains événements sont détectés uniquement avec la méthode du seuil. Garder cette méthode permet donc d'obtenir une analyse complémentaire à celle développée à SUBATECH. De plus, le fenêtrage (non utilisé dans l'autre analyse) limite probablement le gain lié à la méthode LPC.

Finalement, le signal est défini comme l'amplitude du pic principal et le temps de ce signal est mémorisé. Le bruit est défini comme la valeur RMS du signal sur tout l'enregistrement. Le rapport signal sur bruit minimal à partir duquel on considère que le pic est significatif a été fixé empiriquement à $S/B_{min} = 5$. Cette valeur a été optimisée à partir du nombre d'événements en coïncidence, mais des optimisations ultérieures relativisent son importance.

Reconstruction du plan radio

Pour les événements radio présentant au moins trois pics parmi les signaux d'antennes, une triangulation des temps d'arrivée est effectuée, similaire à ce qui a été fait avec les scintillateurs (page 53). Dans 40 % des cas, les temps d'arrivée des signaux ne sont pas compatibles avec un plan se déplaçant à la vitesse la lumière et aucun plan n'est reconstruit. Toutefois, dans le cas d'événements horizontaux, une direction azimutale a été estimée. Les directions d'arrivée de tous les événement radio reconstruits sont représentées en figure 3.18, sans aucune sélection (pas forcément de coïncidence de plan obtenu avec les détecteurs de particules).

Afin de faciliter les analyses ultérieures, une attention particulière a été portée à la sélection des signaux lors de la reconstruction du plan d'onde radio des événements :

- Si un ou des signaux sont trop éloignés du plan d'onde², la reconstruction est recommencée sans utiliser le signal le plus éloigné. Par itérations successives, cela permet de supprimer les signaux fortuits.
- Une fois que le plan de gerbe est bien défini, les signaux qui étaient un peu faibles pour passer le premier seuil de sélection mais qui sont en très bonne coïncidence temporelle avec le plan de gerbe³ sont repêchés et la reconstruction du plan radio est une dernière fois effectuée.

²plus de 50 ns en pratique

³moins de 20 ns du plan de gerbe et dont le rapport signal/bruit est compris entre 4 et 5.

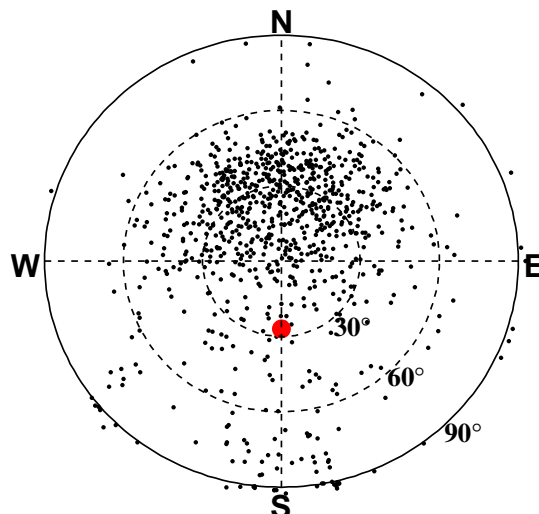


Fig. 3.18: Directions d'arrivée de toutes les directions radio reconstruites, sans sélection (par opposition avec la figure 3.25).

Ces raffinements permettent une meilleure réjection des signaux fortuits d'une part et un abaissement du seuil d'autre part.

En plus d'augmenter le nombre d'événements radio détectés en coïncidence avec le détecteur au sol de 12 % (sur environ 700), la multiplicité radio moyenne (c'est-à-dire le nombre d'antenne présentant un signal pour un événement) passe de 8.7 à 10.9 (+26 %). Par conséquent, la résolution angulaire du détecteur est améliorée de 7 % et l'analyse de la topologie du champ au sol est facilitée⁴.

On peut affiner l'étude du front d'onde radio en le représentant par une sphère au lieu d'un plan, comme cela sera présenté à la partie 5.5.1, p.114.

3.3 Le détecteur hybride

3.3.1 Contexte de l'analyse

Le premier programme d'analyse des données radio a été développé à SUBATECH, et un autre programme a été développé au cours de cette thèse, permettant une vérification et des développements parallèles. Si les résultats présentés par la suite sont généralement obtenus avec ce second programme, les valeurs obtenues par les deux programmes ne sont pas très éloignées.

L'échantillon de données utilisé dans ce manuscrit correspond à la période allant du 18 octobre 2007 au 6 avril 2009. Le dispositif expérimental était constitué de 24 antennes et de 13 puis 17 stations de scintillateurs, donnant un lot de données assez homogènes. Cela correspond à un temps d'acquisition effectif de 453 jours (sur 536).

Pendant cette période, les deux acquisitions ont été déclenchées 97 000 fois, dont 50 000 fois avec une gerbe interne au détecteur au sol donc pour laquelle une estimation de l'énergie est possible. La reconstruction d'un plan d'onde radio avec l'analyse présentée précédemment a fonctionné pour 801 d'entre eux.

Nous noterons qu'une étude est aussi menée en parallèle en utilisant les antennes du Réseau Décamétrique de Nançay, les signaux étant numérisés avec un déclenchement par le réseau de

⁴l'abaissement du seuil permet de contraindre la distribution du champ électrique plus loin de l'axe de la gerbe.

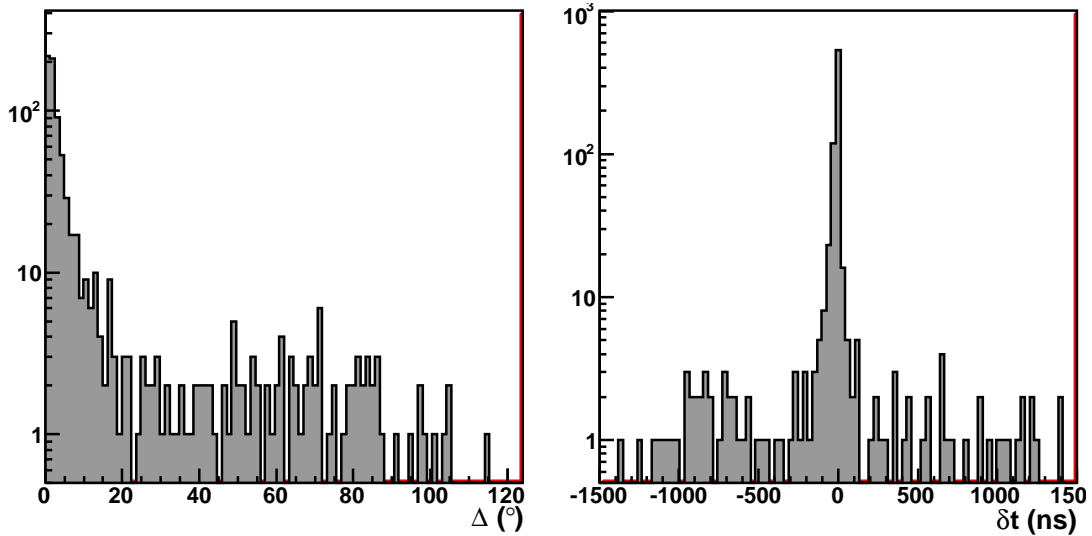


Fig. 3.19: Histogrammes des différences angulaires (gauche) et temporelles (droite) entre les plans reconstruits par les deux détecteurs.

scintillateur. Cette étude ne sera pas abordée par la suite, les signaux n'ayant pas été incorporés dans cette analyse. Ce dispositif est présenté dans la référence [111].

3.3.2 Critère de sélection des événements

Jusqu'à présent, les analyses des données des détecteurs radio et de particules ont été effectuées complètement indépendamment l'une de l'autre. Pour un événement ayant donné un plan d'onde radio, on évalue maintenant s'il correspond au signal d'un rayon cosmique en le comparant avec le plan de gerbe reconstruit par le réseau de détecteurs de particules. Pour cela, la différence angulaire entre les deux directions de gerbes reconstruites (notée Δ) et la différence de temps de passage du plan de gerbe au centre du réseau (notée δt) sont définies. Les distributions de ces deux valeurs pour tous les événements ayant donné un plan d'onde radio sont représentées en figure 3.19.

On définit le critère de coïncidence suivant, relativement large pour des raisons historiques :

$$\begin{cases} \Delta < 20^\circ \\ \delta t < 150 \text{ ns} \end{cases} \quad (3.12)$$

Cela correspond à la zone encadrée en rouge sur la figure 3.20. Parmi les 801 événements dont une direction a pu être reconstruite à partir des signaux radio, 674 vérifient le critère de coïncidence. En supposant que ces événements sont répartis uniformément en δt et Δ , on peut estimer de façon pessimiste⁵ le nombre de faux-positifs à environ $127 \times \frac{300 \text{ ns}}{2000 \text{ ns}} \times \frac{20^\circ}{100^\circ} = 3.8$.

En voyant la figure 3.20, on pourrait envisager un critère de sélection plus restrictif sans diminuer significativement la statistique, mais il n'y a pas d'effet bénéfiques notable sur les analyses ultérieures. On garde donc ce critère et on considère avec un faible risque de se tromper que les événements radio le vérifiant correspondent effectivement à des signaux de rayons cosmiques.

Il y a finalement 127 événements hors coïncidence. La distribution des événements radio clairement non compatible avec le plan reconstruit par le détecteur au sol⁶ est représentée figure 3.21. L'origine de ces signaux est probablement anthropique ou météorologique. On observe

⁵en réalité les petit Δ sont défavorisés par le facteur d'angle solide.

⁶critère de sélection : $\Delta < 20^\circ$ et $\delta t < 150 \text{ ns}$ pour éviter les événements mal reconstruits.

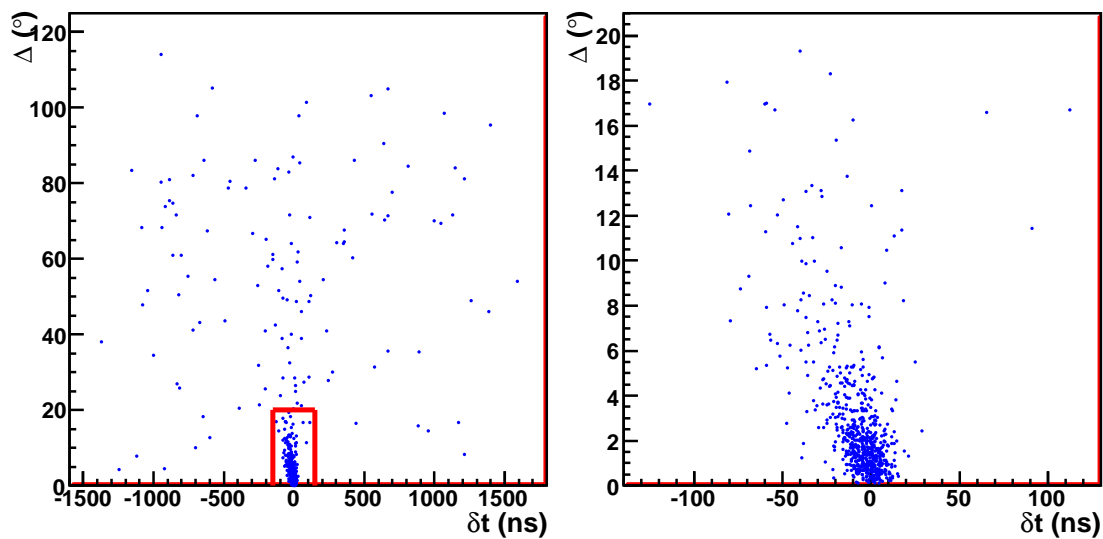


Fig. 3.20: Histogramme bidimensionnel des différences angulaires et temporelles entre les reconstructions par les deux détecteurs. Le critère de sélection est indiqué en rouge (figure de gauche). La figure de droite est un agrandissement de cette région, contenant les 674 événements en coïncidence. La corrélation entre les deux erreurs n'est pas expliquée à ce stade.

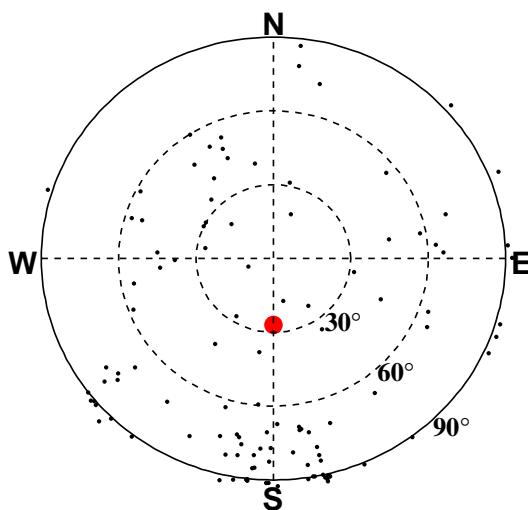


Fig. 3.21: Directions d'origine des événements radio donnant un plan radio non compatible avec le plan obtenu avec les scintillateurs.

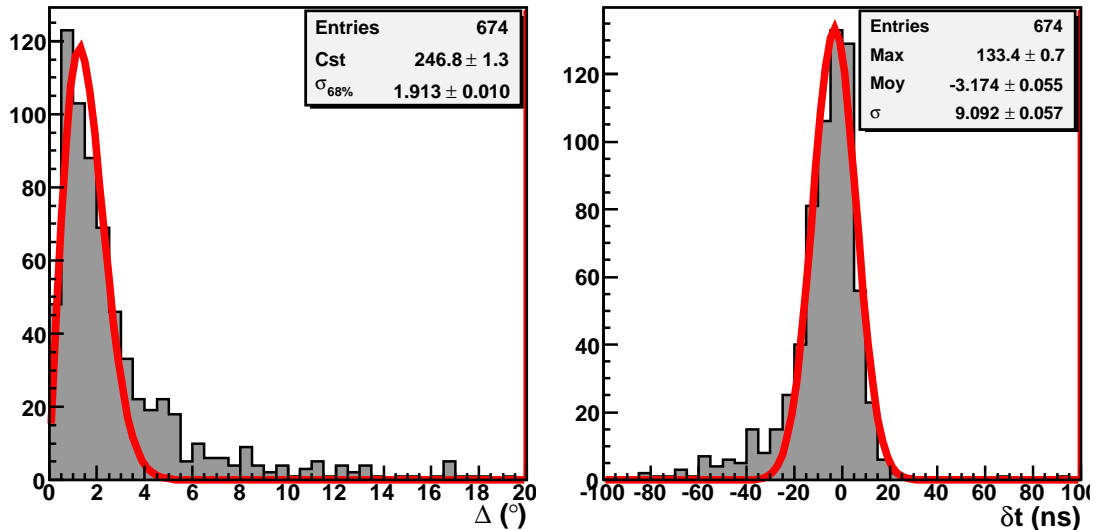


Fig. 3.22: Estimation des différences entre les deux reconstructions, pour les événements en coïncidence.

principalement deux accumulations proches de l'horizon, une au sud (bruit provenant de Nancy?) et une au sud-ouest (bruit provenant de Vierzon?).

3.3.3 Performances du détecteur

Les distributions des écarts entre les plans de gerbes reconstruits par les deux détecteurs sont à nouveau représentées en figure 3.22. La distribution des différences d'angles est ajustée à l'aide d'une distribution de Rayleigh. La différence est inférieure à 1.9° pour 68 % des événements. La distribution des différences temporelles est ajustable par une gaussienne d'écart type 9 ns.

A titre de comparaison, un signal filtré dans la bande 23–83 MHz oscille avec une période d'environ 20 ns, soit 10 ns pour une demi-oscillation. Sur un réseau d'une longueur caractéristique de 200 m, ces 10 ns correspondent à une différence angulaire de 0.9° .

Les différences de reconstructions entre les deux réseaux sont donc du même ordre de grandeur que ce que l'on peut attendre compte tenu de l'extension spatiale des réseaux et de la bande de fréquence utilisée pour l'analyse, auxquelles doivent s'ajouter les imprécisions sur les positions des détecteurs des deux réseaux, les imprécisions sur les retards de la chaîne expérimentale, etc. On remarque cependant de légers offset en temps systématiques sur certaines antennes (quelques ns), dont on reparlera au moment de l'étude des rayons de courbure du front d'onde (partie 5.5.1, p.114). Finalement, à la précision expérimentale près, les mesures entre les deux *plans de gerbes* sont tout à fait compatibles avec des plans identiques.

Le nombre de signaux radio disponibles pour un événement donné (la multiplicité radio) est bien sûr important pour l'analyse. Nous avons vu qu'une méthode a été implémentée pour supprimer les signaux parasites en repêchant quelques bons signaux légèrement en deçà du seuil initial. Cette méthode permet d'augmenter la multiplicité moyenne de 8.7 à 10.9. Nous avons représenté en figure 3.23 la distribution de ces multiplicités à l'issue de cet algorithme. La quasi totalité des événements de multiplicité plus grande que 5 correspond effectivement à des signaux de rayons cosmiques. Les résultats présentés ci-dessus peuvent être améliorés en sélectionnant uniquement les événements de haute multiplicité, mais ce n'est pas très utile ici. En revanche, cela pourrait devenir intéressant lorsque l'on étudiera la distribution des signaux au sol.

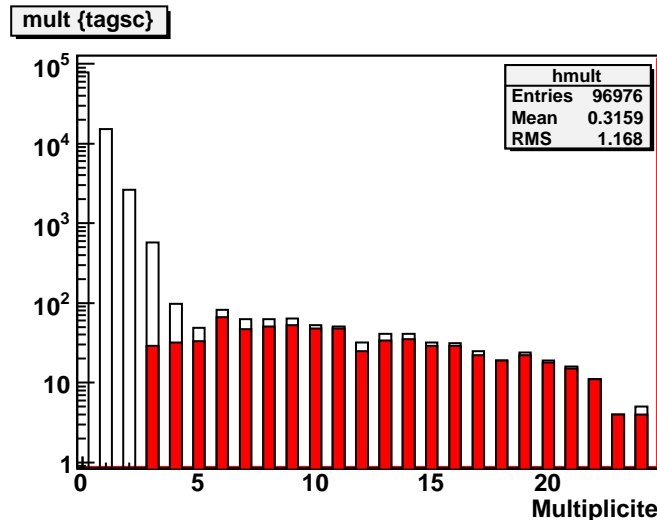


Fig. 3.23: Multiplicité des signaux radio à l'issus de la reconstruction, pour tous les événements et pour les événements en coïncidence (en rouge).

Nb. d'événements	total	interne	interne et $> 10^{17}$ eV
déclenchés scintillateur	96976	50016	385
direction radio reconstruite	801	268	140
en coïncidence	674	209	137
rapport <i>en coïnc./déclenchés</i>	0.70 %	0.42 %	35.6 %

Tab. 3.1: Statistiques des événements déclenchés.

3.3.4 Premiers résultats

Seuil en énergie du détecteur radio

Les proportions d'événements vus en radio par rapport au nombre d'événements total, au nombre d'événements internes ou au nombre d'événements internes et dont l'énergie est plus grande que 10^{17} eV sont données dans le tableau 3.1. Seules 0.42 % de l'ensemble des gerbes internes sont détectées en radio, mais cette proportion passe à plus de 35 % si l'on s'intéresse aux gerbes internes de plus de 10^{17} eV. On voit donc que la grande différence entre les nombres d'événements détectés par chaque détecteur provient de seuils en énergie différents (quelques 10^{15} eV pour le réseau de détecteurs de particules, et autour de 10^{17} eV pour le réseau d'antennes radio).

On remarque que la proportion d'événements détectés pour les gerbes internes (0.42 %) est inférieur à la proportion pour l'ensemble des gerbes, externes comprises, (0.70 %). Même si cela ne constitue pas une démonstration rigoureuse, on peut probablement déjà l'interpréter en terme de vitesse de décroissance du signal avec la distance à l'axe de la gerbe, via ce petit raisonnement :

1. Pour le réseau de détecteurs de particules au sol, l'augmentation de distance moyenne lorsque l'on passe d'une gerbe interne à externe se traduit par une diminution du nombre de particules. Cette diminution est compensée par une augmentation de l'énergie moyenne des gerbes détectées.
2. Pour le détecteur radio, l'augmentation de la distance moyenne se traduit aussi par une diminution du signal. Cette diminution est plus que compensée par l'augmentation moyenne de l'énergie (le taux de détection augmente).
3. Si l'on suppose que dans les deux cas le signal est proportionnel à l'énergie du rayon

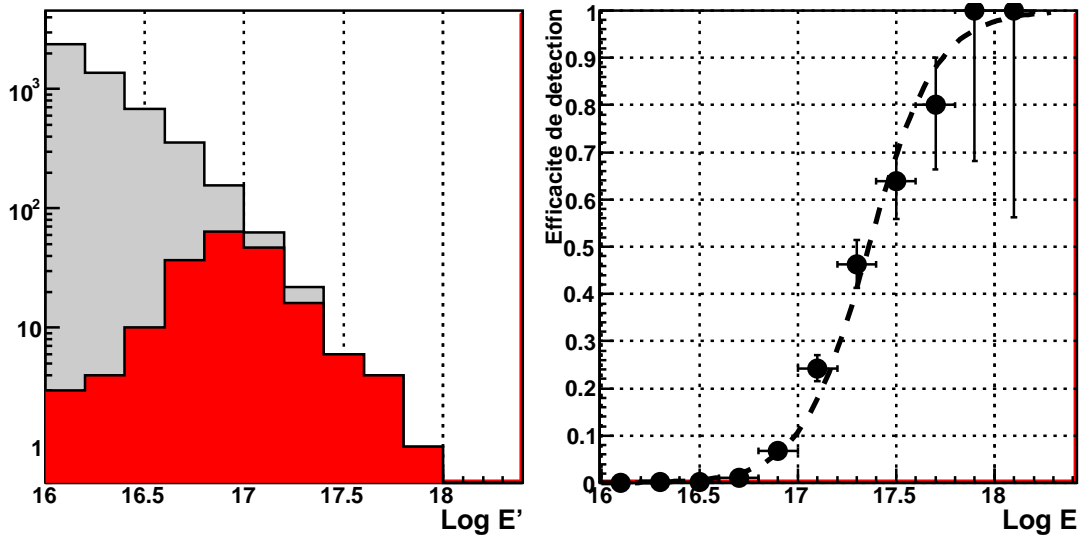


Fig. 3.24: *Gauche : Histogramme des énergies des événements internes, détectés avec le réseau radio (rouge) ou uniquement avec le réseau de détecteurs au sol (gris). Droite : Rapport des deux, ajusté par une fonction de Fermi-Dirac.*

cosmique primaire, alors on peut déduire que la diminution du signal avec la distance est plus rapide pour le détecteur de particules au sol que pour le signal radio.

On reviendra sur ce point plus tard, au moment d'étudier en détail la topologie du champ électrique au sol.

L'efficacité de détection du réseau radio de CODALEMA par rapport au détecteur au sol et en fonction de l'énergie est représentée en figure 3.24. Un effet de seuil apparaît nettement, allant de 10% d'efficacité à 1.10^{17} eV à 90% à 5.10^{17} eV (50% à 2.10^{17} eV). Cette courbe d'efficacité sera réinterprétée en faisant intervenir un mécanisme d'émission radio à la section 5.2.1.

Anisotropie des événements en coïncidence

Les directions d'arrivée des événements en coïncidence sont représentées figure 3.25. Pour les événements comportant au moins un signal enregistré avec une antenne orientée selon un axe est-ouest (gauche), on observe un fort excès d'événements en provenance du nord. Le comportement est différent si l'on s'intéresse aux antennes orientées nord-sud (droite).

La direction du champ géomagnétique à Nançay est indiquée par un point rouge. Le déficit d'événements en provenance du sud plaide en faveur d'un mécanisme d'émission radio de type géomagnétique, comme nous le présenterons au chapitre 5. Entre temps, nous allons présenter dans le prochain chapitre une approche théorique de l'un de ces mécanismes, le rayonnement géosynchrotron.

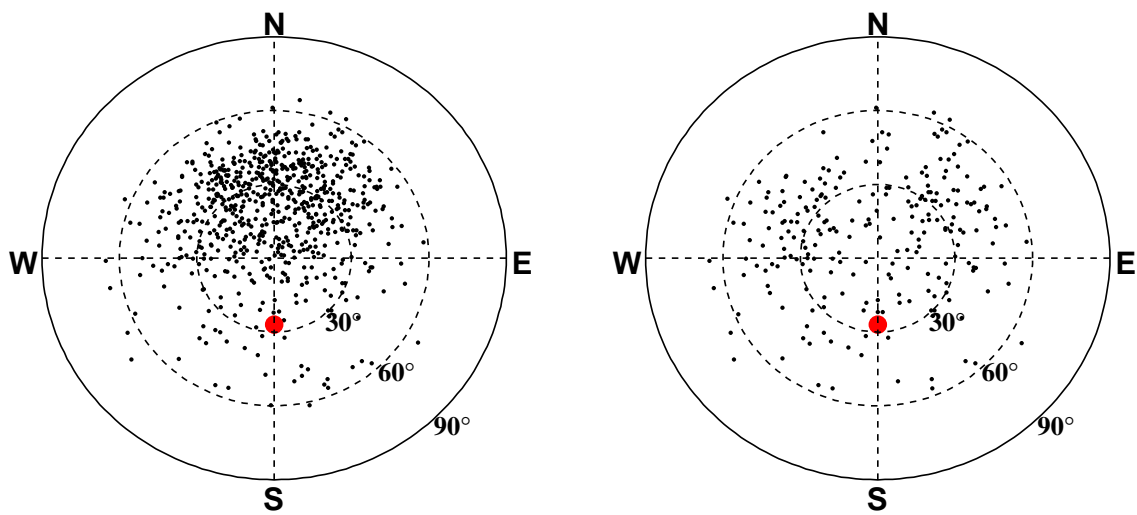


Fig. 3.25: Directions d'origine des événements observés en coïncidence. Gauche : Événements contenant au moins un signal en polarisation est-ouest. Droite : Événements contenant au moins un signal en polarisation nord-sud.

Chapitre 4

Une brève parenthèse théorique

L'objectif de cette partie est de guider la compréhension des observations expérimentales, grâce à une étude théorique. Deux modèles d'émission géosynchrotron seront détaillés, une étude analytique basée sur un modèle de gerbe extrêmement simplifiée et une étude reposant sur une simulation Monte Carlo comprenant toute la complexité d'une gerbe réaliste.

Ces deux études sont effectuées dans l'optique d'obtenir des résultats concrets, prédictifs et confrontables à l'expérience plus que de longues considérations théoriques. L'objectif final est d'obtenir une relation générale permettant d'obtenir le champ électrique créé par les gerbes en fonction de tous les paramètres. Une telle formule pourrait ensuite être inversée pour obtenir, à partir du champ observé, les caractéristiques du rayon cosmique primaire.

4.1 Formules d'émission

Nous allons dans un premier temps détailler la formule sur lesquels reposent les deux modèles que nous allons étudier. Une base naturelle pour le calcul de l'émission radio dans un cadre microscopique est la formule générale du rayonnement électromagnétique créé par une particule relativiste accélérée telle que présentée par J.D. Jackson dans [112] :

$$\vec{E} = \underbrace{\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R^2} \right]_{ret}}_{\text{terme coulombien}} + \underbrace{\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R} \right]_{ret}}_{\text{terme radiatif}} \quad (4.1)$$

où e représente la charge de la particule et $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ sa vitesse. \vec{n} et R sont la direction et la distance du point d'émission à l'observateur. L'indice *ret* indique que les valeurs entre crochets sont à évaluer au temps d'émission retardé t_e pour un signal atteignant l'observateur au temps t_r , ces deux temps étant liés par la relation :

$$t_r = t_e + R(t_e)/c \quad (4.2)$$

Le premier terme, parfois dit *statique*, *coulombien* ou *de vitesse*, décroît en R^{-2} avec la distance au point d'émission. Le second est dit *radiatif* ou *d'accélération* et décroît en R^{-1} , il domine donc à partir d'une certaine distance.

Les deux termes présentent le même facteur $(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^{-3}$ lié à la transformation de Lorentz et qui collimate fortement l'émission dans la direction de déplacement de la particule. Lorsque l'on considère un indice de réfraction du milieu $n = |\vec{n}| > 1$, un pôle apparaît et est responsable de l'émission Cherenkov. Nous nous limiterons par la suivantes à un indice n égal à un.

Dans le terme radiatif apparaît l'accélération $\dot{\vec{\beta}}$, qui dans le cas d'une force magnétique prend la forme $\dot{\vec{\beta}} = \frac{e}{\gamma m} (\vec{\beta} \times \vec{B})$. Dans un modèle simpliste, le champ électrique qui donnerait une force

comparable à celui créé par un champ géomagnétique de 50 μT serait de l'ordre de 15 kV/m. Dans l'atmosphère, un tel champ se rencontre uniquement en conditions orageuses, nous négligerons donc le terme électrique. On ne considère finalement que le terme de rayonnement synchrotron, qui prend alors la forme suivante :

$$\vec{E}_{Synch} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c} \left[\frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times (\vec{\beta} \times \vec{B})\}}{\gamma(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R} \right]_{ret} \quad (4.3)$$

On remarque que :

- La charge de la particule e apparaît au carré, le champ émis par un positon est le même que pour un électron, contrairement au terme coulombien pour lequel les champs sont opposés.
- Le terme $\frac{1}{m}$ favorise les particules légères, l'émission des électrons et positons est bien supérieure à celle des autres particules.

Le champ électrique du rayonnement synchrotron est orienté selon la polarisation du numérateur. Dans le cas particulier d'un point d'observation exactement sur l'axe du mouvement de la particule, on a $\vec{\beta} \parallel \vec{n}$ donc $\vec{n} \cdot (\vec{\beta} \times \vec{B}) = 0$, d'où :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{Synch} &\propto \vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times (\vec{\beta} \times \vec{B})\} \\ &\propto \{\vec{n} \cdot (\vec{\beta} \times \vec{B})\}(\vec{n} - \vec{\beta}) - \{\vec{n} \cdot (\vec{n} - \vec{\beta})\}(\vec{\beta} \times \vec{B}) \\ &\propto -\{\vec{n} \cdot (\vec{n} - \vec{\beta})\}(\vec{\beta} \times \vec{B}) \\ &\propto -(1 - v)(\vec{\beta} \times \vec{B}) \\ &\propto -\vec{\beta} \times \vec{B} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Le champ électrique sur l'axe du mouvement de la particule est donc transverse à l'axe du mouvement et au champ magnétique. Par conséquent, cela reste vrai au premier ordre pour un observateur proche de cet axe.

4.2 Wire model

Nous allons ici présenter un modèle analytique permettant d'estimer le champ électrique reçu par un observateur fixe dans le cas d'une gerbe très simplifiée. Ce modèle, détaillé dans la référence [82], est basé sur l'équation 4.1, rappelée ici en séparant les deux termes :

$$\vec{E}_C = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R^2} \right]_{ret} \quad (4.5)$$

$$\vec{E}_R = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R} \right]_{ret} \quad (4.6)$$

Cette équation fait intervenir des termes retardés. Tout l'art consistera donc à exprimer ces relations dans le référentiel de l'observateur, c'est-à-dire en fonction du temps au niveau de l'antenne.

Les particules de la gerbe se déplacent principalement dans des directions proches de l'axe de la gerbe. Nous allons donc considérer que l'ensemble de ces particules est concentré en un point unique et l'utiliser pour calculer le champ émis. Cette hypothèse n'est pas complètement déraisonnable car les distributions latérale et longitudinale des particules d'une gerbe sont très piquées. La distribution des vitesses est aussi très piquée dans la direction de la gerbe. L'énergie moyenne des électrons et positons des gerbes étant de 30 MeV, on utilisera un facteur de Lorentz

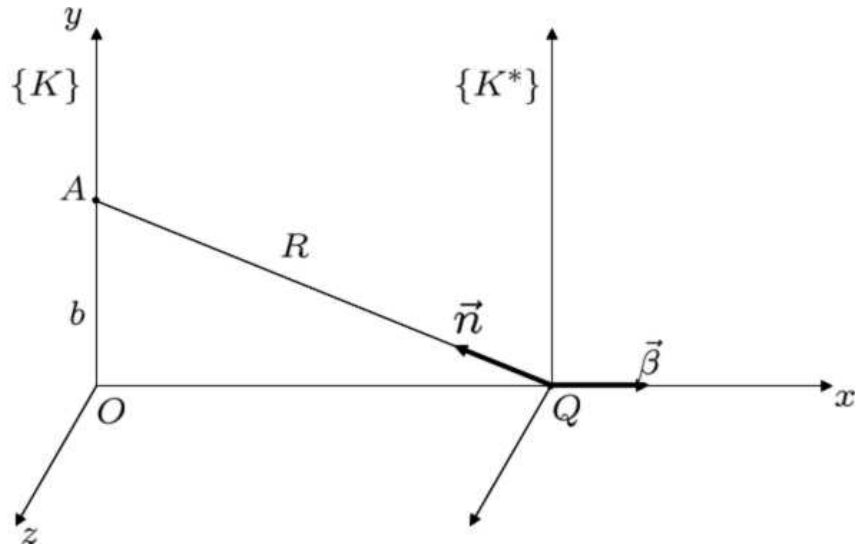


Fig. 4.1: Repère fixe K et de la particule K^* .

fixe de $\gamma = 60$. Les résultats obtenus pourront être vérifiés ultérieurement avec des modèles plus réalistes.

L'avantage de considérer une charge ponctuelle se déplaçant avec le front de gerbe est que la vitesse est constante, on peut donc appliquer une unique transformation de Lorentz pour l'ensemble de la gerbe. C'est ce qui va permettre d'exprimer simplement les champs en fonction du temps antenne.

4.2.1 Expression des formules dans le repère fixe

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'émission d'une charge constante q se déplaçant à une vitesse $\vec{\beta}$ sur l'axe des abscisses du repère fixe K (figure 4.1). L'antenne est située sur l'axe des ordonnées à la valeur b . On note K^* le repère dans lequel la particule est au repos. Les origines des repères sont définies telles que $x = x^* = 0$ quand $t = t^* = 0$. On remarque qu'avec ces conventions la gerbe se développera aux x et t négatifs, car elle touche le sol au temps zéro.

Les quadrivecteurs correspondant à l'émission $Q[ct_e, \beta ct_e, 0, 0]$ et à la réception $A[ct_r, 0, b, 0]$ sont reliés par la relation du temps retardé :

$$ct_r = ct_e + R(t_e) = ct_e + \sqrt{b^2 + (\beta ct_e)^2} \quad (4.7)$$

En explicitant le terme Doppler $\frac{dt_r}{dt_e} = 1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n} = 1 + \frac{ct_e \beta^2}{R}$ et une relation obtenue à partir du temps retardé dans le référentiel K^* : $t_e = \gamma^2 t_r - \gamma/c \sqrt{(\gamma \beta ct_r)^2 + b^2}$, on dérive la relation suivante :

$$\begin{aligned} R^3(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 &= R^3 \left(\frac{dt_r}{dt_e} \right)^3 \\ &= R^3 \left(1 + \frac{ct_e \beta^2}{R} \right)^3 \\ &= 1/\gamma^3 [(\gamma \beta ct_r)^2 + b^2]^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Cette relation permet d'exprimer les dénominateurs des expressions 4.5 et 4.6 en fonction du temps de l'observateur t_r . On obtient avec la figure 4.1 les composantes du vecteur unitaire $\vec{n}[-\beta ct_e/R, b/R, 0]$ et de la vitesse $\vec{\beta}[\beta, 0, 0]$, ce qui conduit à :

$$R(\vec{n} - \vec{\beta}) = [-\beta ct_r, b, 0] \quad (4.9)$$

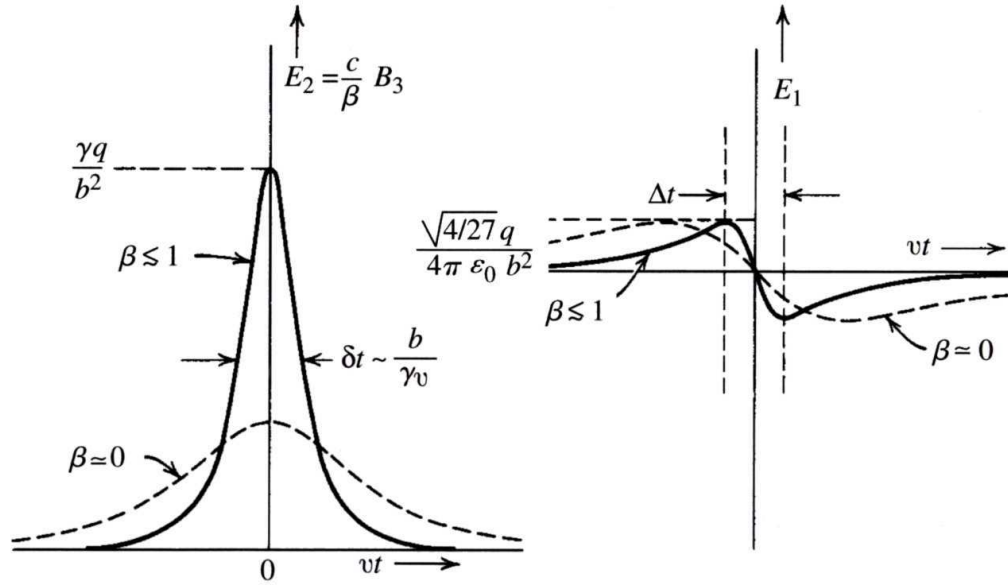


Fig. 4.2: Allure des composantes transverses et longitudinale du champ coulombien, en fonction du temps de l'observateur $t = t_r$. La figure est extraite de la référence [112].

Le terme coulombien de l'émission (eq. 4.5) peut ainsi être reformulé dans le référentiel fixe :

$$\vec{E}_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{[(\gamma\beta ct_r)^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}} \begin{bmatrix} -\gamma\beta ct_r \\ \gamma b \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Cette dérivation correspond à l'expression classique du champ coulombien créée par une charge en mouvement uniforme en fonction du temps retardé, comme on peut la trouver dans la référence [112] par exemple. Les composantes transverses et longitudinales de ce champ sont représentés en figure 4.2.

L'objectif est maintenant d'obtenir une expression similaire à partir du champ radiatif, dans le cas du rayonnement synchrotron. En général, une particule chargée spirale dans le champ magnétique, la transformation de Lorentz à appliquer varie en permanence. Cependant, nous nous intéresserons à une gerbe constituée d'un ensemble de positons et électrons régénérés en permanence par le cœur de la gerbe et donc la vitesse coïncide presque exactement avec la direction de la gerbe. Nous assimilerons donc en tout point la vitesse de la particule à la vitesse de la gerbe, tout en calculant le rayonnement synchrotron dû à l'accélération transverse. Les résultats obtenus avec cette approche a priori paradoxale pourront être confirmés par des simulations prenant en compte des gerbes réalistes comme ReAIRES. L'intérêt de cette approche est qu'on obtient, comme dans l'étude précédente, une unique transformation de Lorentz qui permettra d'exprimer les champs en fonction du temps retardé.

On note $\vec{u}_B = [u_{Bx}, u_{By}, u_{Bz}]$ le vecteur unitaire correspondant à la direction du champ géomagnétique \vec{B} dans le référentiel fixe K . Dans le cas d'une accélération magnétique, le numérateur $\vec{\epsilon}$ de l'équation 4.6 prend la forme :

$$\vec{\epsilon} = \vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times (\vec{\beta} \times \vec{u}_B)] = \beta \begin{bmatrix} -u_{Bz}n_y(n_x - \beta) \\ \beta u_{Bz}n_x(n_x - \beta) \\ -u_{By}(1 - \beta n_x) \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

En faisant apparaître la fréquence de Larmor $\omega = \frac{qB}{\gamma m}$, on obtient l'expression suivante :

$$\vec{E}_R = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{q\omega\gamma^2\beta}{[(\gamma\beta ct_r)^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}} \begin{bmatrix} bu_{Bz}\gamma\beta ct_r \\ u_{Bz}x_e\gamma\beta ct_r \\ -u_{By}\sqrt{(b^2 + x_e^2)(b^2 + (\gamma\beta ct_r)^2)} \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

En notant $\chi = \gamma\beta ct_r$, la position d'émission x_e utilisée dépend du temps de réception via la relation :

$$x_e(t_r) = \gamma(\chi - \beta\sqrt{\chi^2 + b^2}) \quad (4.13)$$

Afin de simplifier l'écriture, on introduit les fonction F_x , F_y et F_z définies par :

$$F_x = \frac{b\chi}{(\chi^2 + b^2)^{3/2}} \quad (4.14)$$

$$F_y = \frac{x_e\chi}{(\chi^2 + b^2)^{3/2}} \quad (4.15)$$

$$F_z = \frac{\sqrt{x_e^2 + b^2}}{(\chi^2 + b^2)} \quad (4.16)$$

L'expression finale du champ radiatif est alors :

$$\vec{E}_R = \frac{q\omega\gamma^2\beta}{4\pi\epsilon_0 c} \begin{bmatrix} u_{Bz}F_x(t_r) \\ u_{Bz}F_y(t_r) \\ -u_{By}F_z(t_r) \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

Les fonctions correspondant aux trois composantes de ce champ ainsi que leurs valeurs caractéristiques sont représentées avec $\gamma = 60$ et $b = 100$ m en figure 4.3. On remarque que les extrema des trois composantes sont inversement proportionnelles à la distance b . De plus, les composantes transverses F_y et F_z sont dominantes pour des particules ultra-relativistes à cause du terme multiplicatif γ .

4.2.2 Emission d'une gerbe ponctuelle verticale

Modèle de gerbe

Nous considérons maintenant une charge ponctuelle variable pour représenter le développement d'une gerbe verticale. Ce développement est représenté par une fonction gaussienne $N(x_e) = N_{max} e^{-\frac{1}{2}(x_e - x_e^{max})/\sigma^2}$, les paramètres étant ajustés pour correspondre aux gerbes telles que décrites par les relations de GIL (cf. section 1.2.2). Pour une gerbe issue d'un proton de 10^{17} eV, les valeurs correspondantes sont $N_{max} = 6.85 \times 10^7$ particules, $x_e^{max} = 3797$ m et $\sigma = 2674$ m. L'accord avec la formule de GIL est très bon, comme on peut le voir sur la figure 4.4. Les différences résiduelles n'ont pas d'effet notable sur le champ calculé.

Les valeurs de champ magnétique utilisées correspondent au champ à Nançay, c'est-à-dire $|B| = 50$ μ T et $\alpha_B = 23^\circ$ (angle entre la direction de \vec{B} et l'axe des abscisses). On définit aussi ψ_B qui correspond à l'angle que fait \vec{B}_\perp (la projection de \vec{B} sur l'axe perpendiculaire à la gerbe) avec l'axe des ordonnées. En pratique, avec les conventions de CODALEMA l'angle $-\psi$ correspond à la direction azimutale de l'antenne par rapport au pied de gerbe. Les composantes du vecteur unitaire \vec{u}_B sont alors $[\cos \alpha_B, \sin \alpha_B \cos \psi_B, \sin \alpha_B \sin \psi_B]$. On prendra pour l'instant $\varphi_B = 45^\circ$, les deux composantes transverses seront alors comparables. Cela correspond à une antenne située à une distance b au nord-ouest du pied de gerbe.

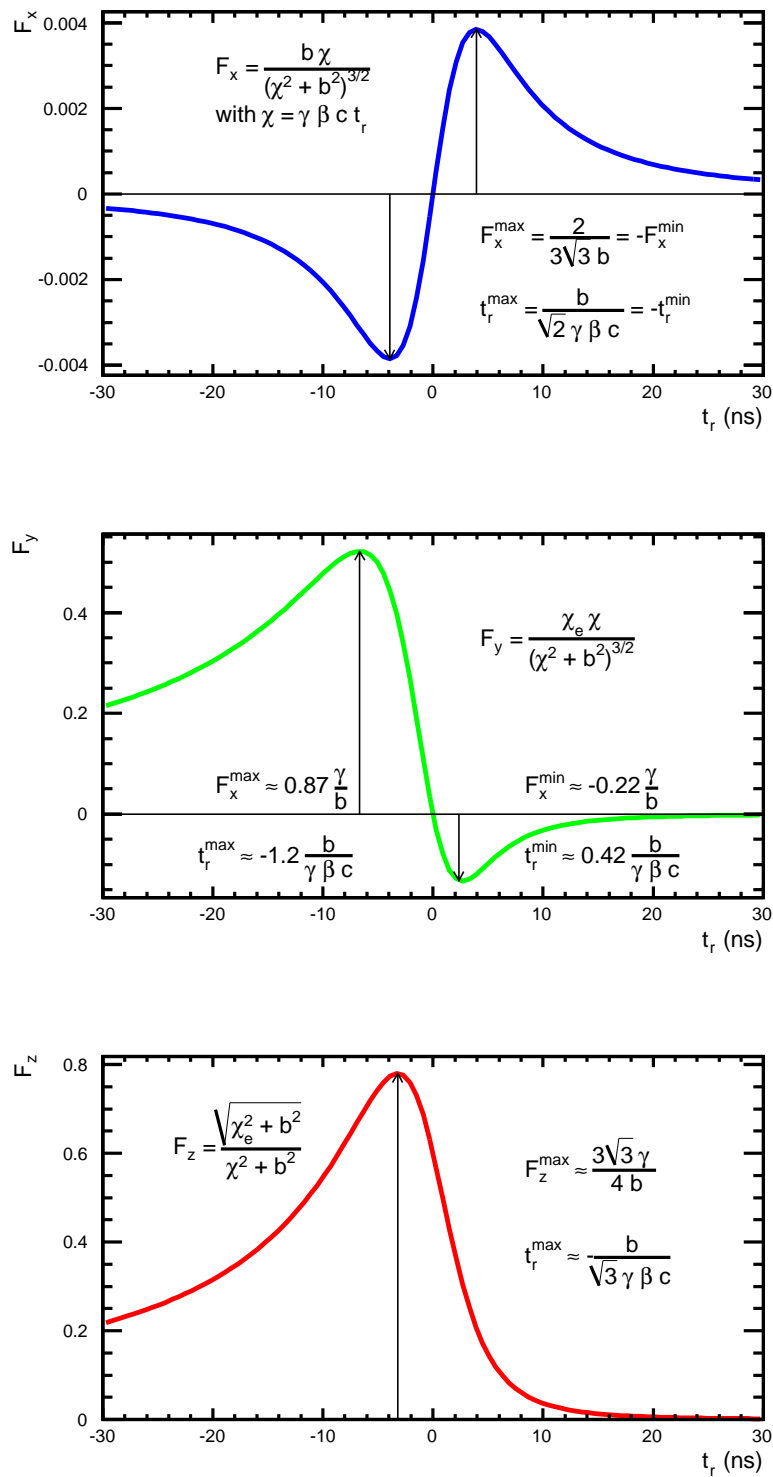


Fig. 4.3: Composantes transverse (F_x) et longitudinales (F_y et F_z) du champ radiatif \vec{E}_R , en fonction du temps de l'observateur t_r , pour un paramètre d'impact $b = 100$ m. Les valeurs des extrema et les temps correspondants sont indiqués.

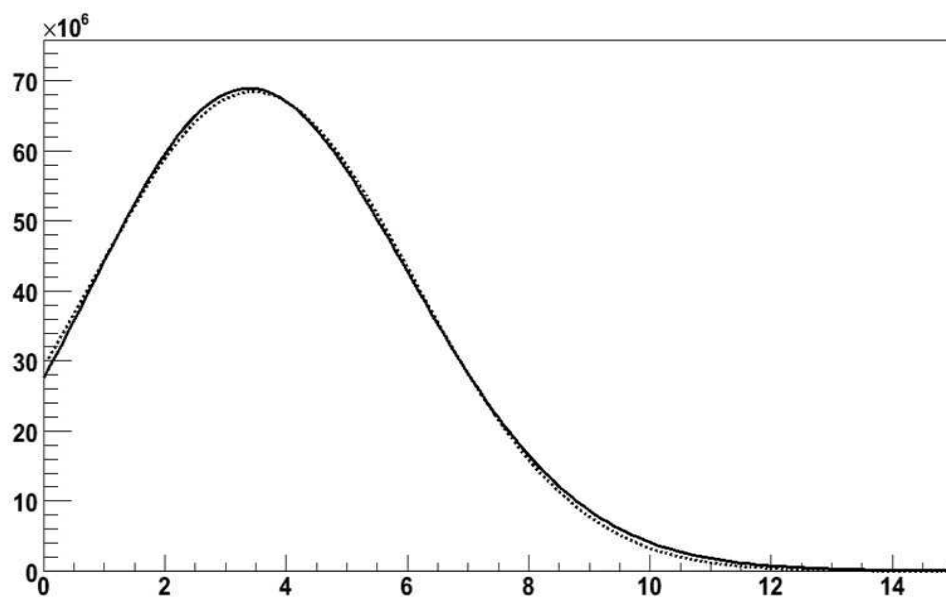


Fig. 4.4: Fonction gaussienne (trait pointillé) ajustée sur le profil obtenu par les relations de GIL (trait continu) pour une gerbe verticale de 10^{17} eV. L'axe des abscisses correspond à l'altitude x_e en kilomètres et l'axe des ordonnées au nombre d'électrons et positons $N(x_e)$.

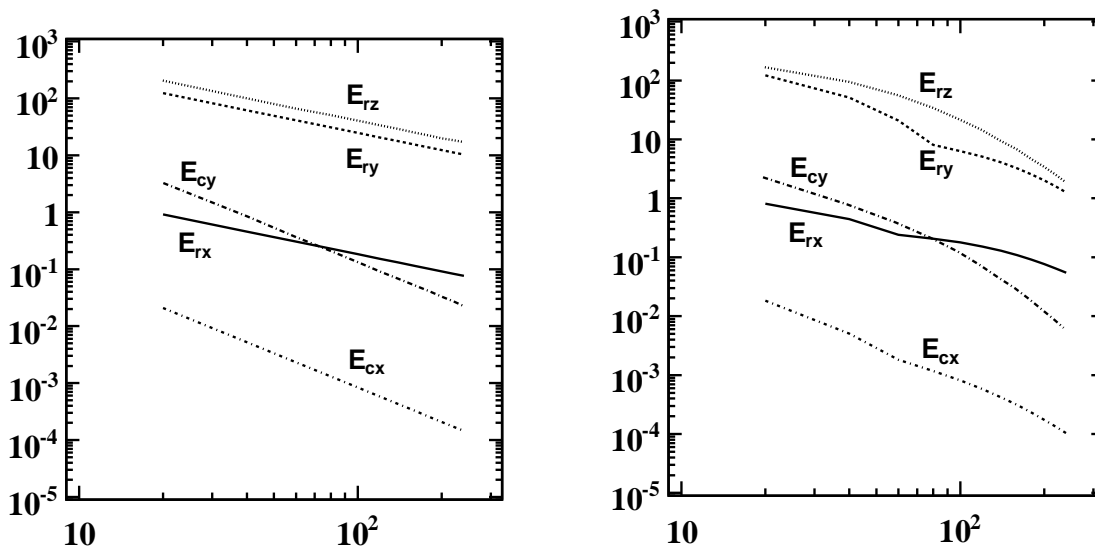


Fig. 4.5: Distributions latérale des composantes des champs électriques, pour une gerbe de profil constant (gauche) ou gaussien (droite). L'amplitude maximale du champ E en mV.m^{-1} est tracé en fonction de la distance b en mètres.

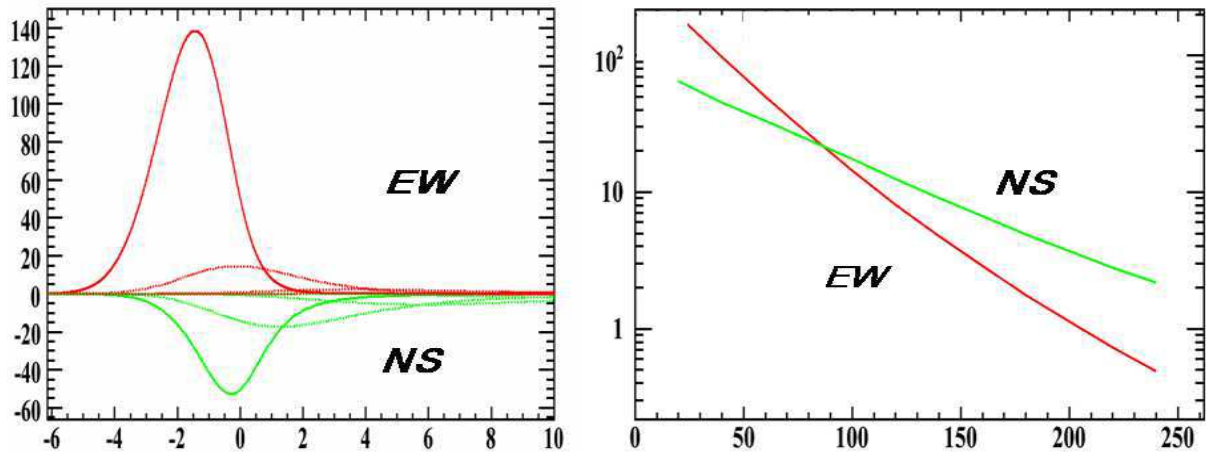


Fig. 4.6: Gauche : Composantes nord-sud et est-ouest du champ radiatif ($mV \cdot m^{-1}$) en fonction du temps de l'observateur (ns), pour des paramètres d'impact $b=30, 100, 170$ et 240 m. Droite : Distribution latérale de ces mêmes composantes (mV vs. m).

Distribution latérale du signal

Les valeurs absolues des extrema des différentes composantes des champs coulombiens et radiatifs sont représentées sur la figure 4.5 en fonction du paramètre d'impact b , et ce pour une gerbe ayant un nombre constant (gauche) ou variable (droite) de particules. L'allure de la distribution latérale n'est pas fondamentalement modifiée dans cet intervalle de paramètre d'impact. Les composantes transverses des champs (indice x) sont bien plus faibles que les composantes longitudinales (indices y et z). On observe aussi que le champ coulombien est inférieur de deux ordres de grandeur au champ radiatif. On retiendra donc que le terme dominant correspond à la composante transverse du champ radiatif.

On peut aussi exprimer ces champs suivant le système d'axes habituel nord-sud, est-ouest et vertical grâce à des rotations qui ne seront pas détaillées ici. Les composantes est-ouest et nord-sud résultantes sont tracées en figure 4.6, pour différents paramètres d'impact compris entre 20 et 240 m. On observe dans cet exemple que la composante est-ouest est dominante uniquement à courte distance, la composante nord-sud devenant plus importante ensuite.

Topologie des champs

Ce modèle permet d'étudier aussi la distribution du champ électrique au sol. L'empreinte laissée au sol pour une gerbe créée par un proton vertical de 10^{17} eV est représentée en figure 4.7. On observe des motifs différents pour les trois projections considérées du champ : la composante est-ouest est toujours positive, la composante verticale s'annule en changeant de signe sur l'axe nord-sud et la composante nord-sud s'annule et change de signe à la fois sur l'axe nord-sud et sur l'axe est-ouest.

Nous reviendrons sur la topologie des champs au sol lorsque nous parlerons de la simulation ReAIRES (page 92).

4.2.3 Emission d'une gerbe ponctuelle de direction quelconque

Le modèle précédent a permis de décrire une gerbe verticale. Le champ dominant est le terme radiatif, correspondant à une émission géosynchrotron, et est essentiellement transverse à la direction de la gerbe.

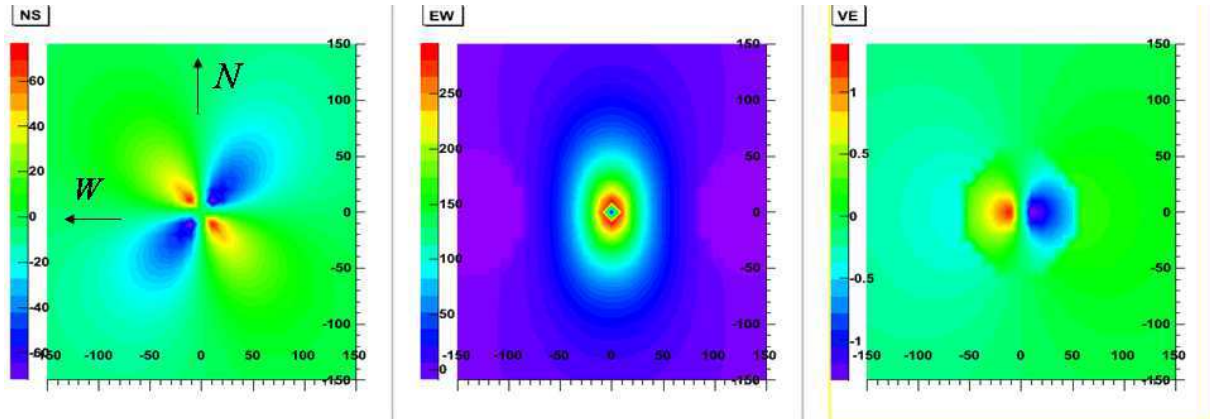


Fig. 4.7: Distribution des composantes nord-sud, est-ouest et verticales du champ au sol, en $mV.m^{-1}$. Les distances sont en mètres.

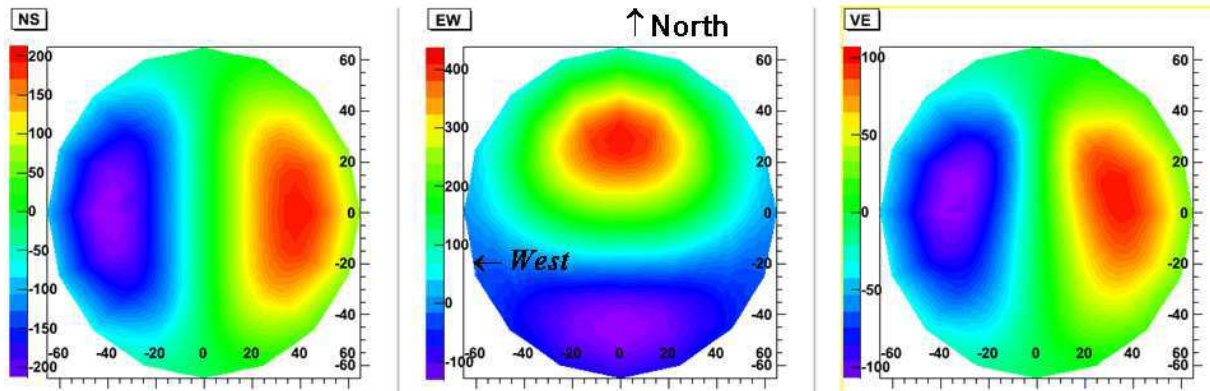


Fig. 4.8: Cartes ciel nord-sud, est-ouest et verticales : Amplitudes des différentes projections du champ en fonction la direction d'origine (θ, φ) de la gerbe. L'antenne considérée ici est à 20 m au nord du pied de gerbe. Les angles zénithaux sont représentés jusqu'à 60° .

Ce modèle est maintenant modifié afin de simuler le champ produit par des gerbes de directions quelconques (θ, φ) . Il s'agit principalement de projections différentes des champs : le champ transverse dominant, qui était principalement orienté selon la direction est-ouest pour une gerbe verticale, sera ainsi généralement distribué dans les trois composantes pour une gerbe quelconque. Des transformations géométriques (rotation et translation) sont appliquées avant la simulation pour obtenir une gerbe inclinée et après pour se replacer dans le référentiel usuel. De plus, la fonction gaussienne représentant le développement de la gerbe est réajustée sur une distribution de GIL correspondant à l'angle zénithal considéré.

Pour comprendre l'effet lié à ce changement de direction d'arrivée, le champ créé sur une antenne située à 20 m au nord du pied de gerbe est représenté en fonction de la direction d'arrivée (*carte ciel*) sur la figure 4.8 et ce pour les trois projections habituelles. L'émission géosynchrotron dépendant uniquement de la composante transverse B_\perp , elle s'annule lorsque la gerbe est colinéaire au champ magnétique. Les composantes nord-sud et verticale du champ sont nulles pour $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$, et changent de signe entre l'est et l'ouest. La composante est-ouest est plus forte pour les gerbes provenant du nord, s'annule à proximité de la direction du champ et devient négative mais faible plus au sud.

Avec la même position d'antenne, nous pouvons regarder de plus près ce qui se passe dans le cas de gerbes provenant du plan nord-sud, c'est-à-dire pour lesquelles $\varphi = 0$ ou π . Dans

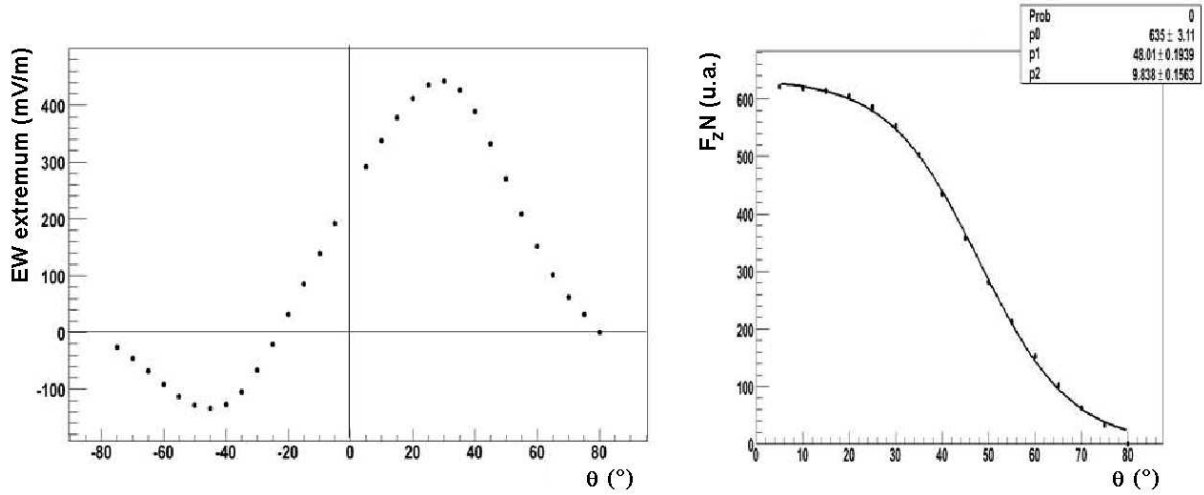


Fig. 4.9: Gauche : *Extremum de la composante est-ouest du champ lorsque la direction d'arrivée est comprise dans le plan nord-sud.* Droite : *Produit de $F_x N$ en fonction de θ , ajusté par une fonction de Fermi-Dirac.*

ce cas, le vecteur \vec{u}_B a pour coordonnées $[\sin \alpha_B, 0, -\cos \alpha_B]$. On peut montrer (cf. [82]) que les composantes nord-sud et est-ouest sont nulles quel que soit l'angle zénithal θ et que la composante est-ouest est :

$$\begin{aligned}\varphi = 0 &\Rightarrow E_{EW}(t_r, \theta) = \kappa \sin(\alpha_B + \theta) F_z(t_r, b_\theta) N(t_r, \theta) \\ \varphi = \pi &\Rightarrow E_{EW}(t_r, \theta) = \kappa \sin(\alpha_B - \theta) F_z(t_r, b_\theta) N(t_r, \theta)\end{aligned}$$

où $\kappa = e\omega\gamma^2/(4\pi\epsilon_0c)$. Cette fonction est représentée à gauche de la figure 4.9. Ce champ est-ouest se décompose en trois termes :

- le terme $\sin \alpha$ où α est l'angle entre la direction de la gerbe et la direction du champ magnétique ;
- la fonction F_z , qui augmente avec θ ici car b diminue avec θ ;
- et le développement longitudinal de la gerbe N , le maximum s'éloignant quand l'angle zénithal augmente.

Le produit des deux derniers termes est représenté à droite de la figure 4.9 et est remarquablement bien ajusté par une fonction de type Fermi-Dirac. On obtient ainsi pour les gerbes provenant du plan nord-sud :

$$E_{EO}^{extremum}(\theta) = \frac{\kappa \sin \alpha}{1 + \exp \frac{\theta - \theta_0}{\sigma_\theta}} \quad (4.18)$$

En négligeant le terme F_x , le calcul pour une gerbe provenant de l'est ou de l'ouest ($\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$) est simple, et on obtient par exemple pour $\varphi = \frac{\pi}{2}$:

$$\begin{aligned}E_{NS} &= -\kappa \sin \theta \cos \alpha_B F_y N \\ E_{EO} &= \kappa \cos \theta \sin \alpha_B F_z N \\ E_{Vert} &= -\kappa \sin \theta \sin \alpha_B F_z N\end{aligned}$$

On peut vérifier simplement que les dépendances en θ et α_B présentées ici correspondent aux composantes du produit vectoriel $-\vec{\beta} \times \vec{B}$ déjà obtenu dans le cas d'un point d'observation sur l'axe de la gerbe (équation 4.4, p.74). Lorsque les champs transverses F_y et F_z sont similaires, le signal est donc polarisé linéairement selon ce produit vectoriel. C'est en particulier vrai pour les petits paramètres d'impact (c'est-à-dire pour des distances inférieures à 100 m) car $N(t_r)$ pointe vers une région où les deux fonctions F sont proches.

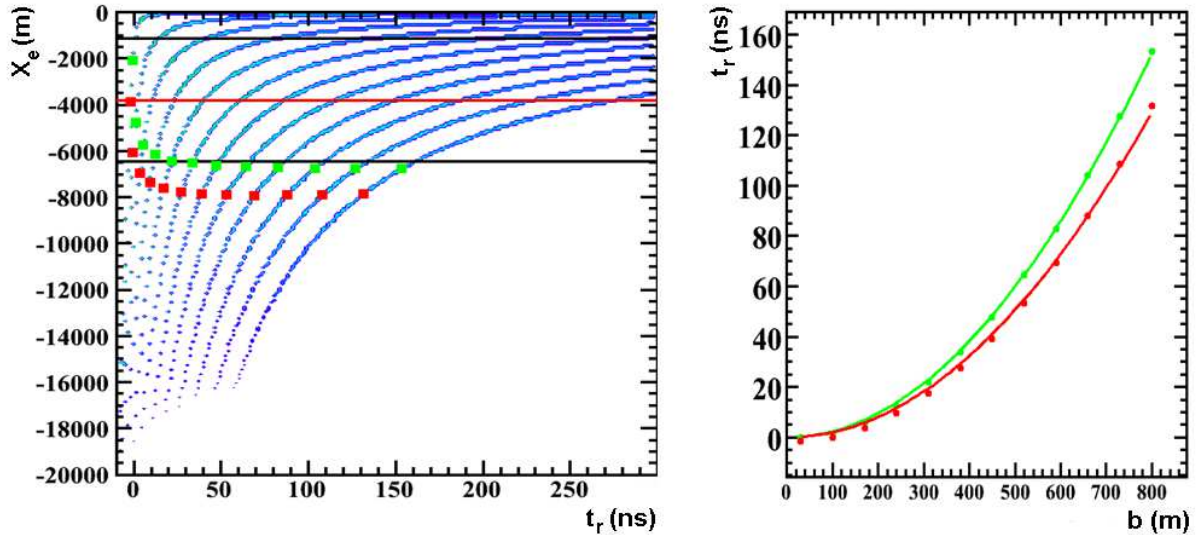


Fig. 4.10: Gauche : Point d'émission X_e en fonction du temps d'observation t_r pour une gerbe verticale et différents paramètres d'impact b allant de 30 m à 800 m par pas de 70 m. Les positions des maxima des champs sont représentés par des points rouges (est-ouest) et vert (nord-sud). Droite : Courbure du front radio au niveau du sol pour la composante est-ouest (rouge) et nord-sud (vert) du champ.

4.2.4 Conclusion sur le modèle analytique

A partir d'un modèle de gerbe très simple, les contributions des termes d'émission coulombien et radiatifs ont été évalués. Le terme dominant est le terme radiatif, et surtout sa composante transverse. Des observables accessibles expérimentalement (largeur des signaux, distribution latérale, polarisation, variation avec l'angle zénithal, etc.) ont été extraites. On retiendra en particulier la polarisation du champ selon le vecteur $-\vec{\beta} \times \vec{B}$ pour les positions d'observations proches de l'axe.

Une étude, non évoquée jusqu'à présent, de la courbure du front de l'onde radio a aussi été étudiée pour les gerbes verticales (illustrée figure 4.10). Le rayon de courbure obtenu pour une gerbe verticale de 10^{17} eV est de 8240 m [82]. Des études préliminaires ont été menées afin d'interpréter ce rayon de courbure, par exemple en terme de X_{max} . En simulant des gerbes verticales de différentes énergies, la relation suivante liant ce rayon de courbure à l'altitude du X_{max} a été extraite : $R = 0.81 x_e^{X_{max}} + 3922$ m. Ce type travail permettrait d'envisager la mesure de la position du X_{max} à partir des temps des signaux, les écarts en temps étant faibles mais probablement mesurables.

4.3 Traitement Monte Carlo du rayonnement synchrotron avec ReAIRES

4.3.1 L'émission radio avec ReAIRES

Ces caractéristiques du champ électrique sont-elles conservées dans le cas d'une gerbe réaliste? Pour répondre à cette question, un programme de simulation de gerbes atmosphérique a été utilisé. Le programme AIRES, l'un des deux principaux Monte Carlo actuels de simulation de gerbes atmosphériques (voire p.14), a été modifié par D. Kleckner, B. Cai et M.A. DuVernois [75] pour y implémenter l'émission radio en se basant sur l'équation du rayonnement synchrotron 4.3, en prenant l'indice de l'air n unitaire. Des modifications supplémentaires ont

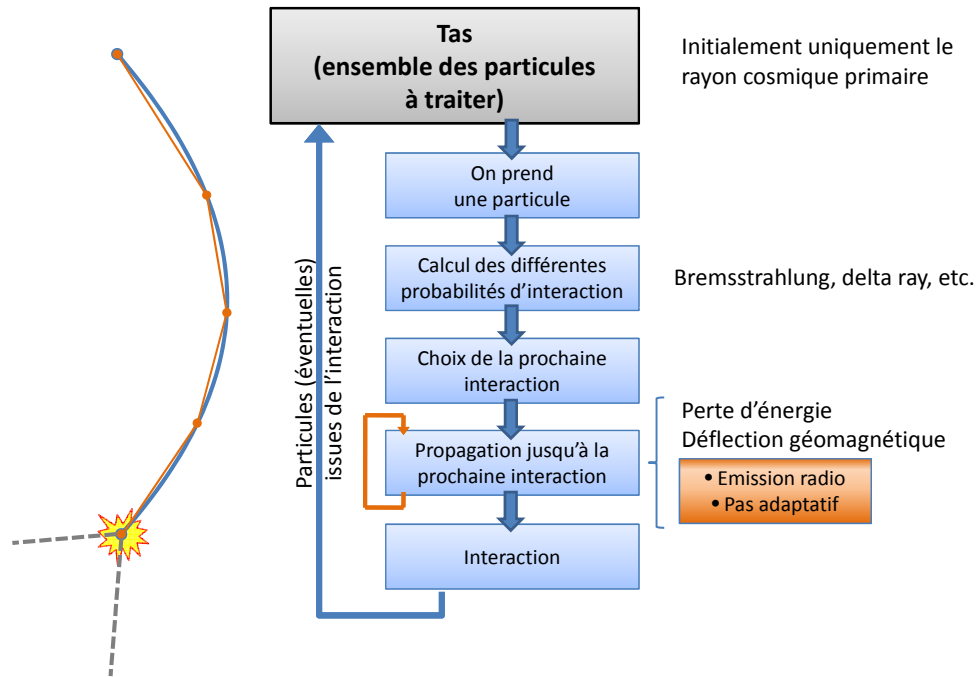


Fig. 4.11: Schéma de principe du fonctionnement de la simulation ReAIRES. Les ajouts spécifiques à la version radio sont représentés en orange.

ensuite été effectuées par S. Dagoret, F. Montanet et C. Rivière.

AIRES génère une gerbe réaliste et servant de squelette au calcul de l'émission radio, effectué à chaque pas élémentaire de la simulation pour tous les électrons et positons simulés. Nous appellerons par la suite cette version modifiée ReAIRES¹.

Principe du Monte Carlo

Dans AIRES, des particules sont propagées individuellement en prenant en compte toutes les interactions importantes, paramétrées par différentes formules correspondant aux différentes probabilités d'interaction. Le pas de la simulation est adapté pour décrire correctement chaque type d'interaction, en fonction notamment de la densité locale de l'atmosphère. Cette atmosphère est prise en compte de manière réaliste ; notamment sa courbure, importante pour les gerbes inclinées. Notons aussi que le champ géomagnétique est pris en compte dans la propagation des électrons et des positons.

Les grandes lignes de la simulation AIRES sont illustrées sur la figure 4.11. Le programme stocke l'ensemble des particules à simuler dans un espace mémoire que nous appellerons tas (au sens informatique). En début de simulation, le tas ne contient qu'une particule, le rayon cosmique primaire. Ensuite, la simulation propage séquentiellement chaque particule du tas selon la séquence suivante, tant que le tas n'est pas vide :

1. Une particule est extraite du tas.
2. Les probabilités des différentes interactions possibles de cette particule sont calculées.
3. La prochaine interaction est choisie aléatoirement, en accord avec ces probabilités.
4. La particule est propagée de sa position initiale jusqu'au point d'interaction, en différentes étapes si nécessaire pour bien décrire les pertes d'énergies éventuelles, les changements d'atmosphère, la courbure de la trajectoire due au champ géomagnétique, etc.

¹pour Radio-emission AIRES

5. L'état final de l'interaction est calculé. Si des particules de cet état final (la particule elle-même si elle existe toujours, des particules secondaires éventuelles) nécessitent d'être propagées, elles sont ajoutées au tas.

Les particules ne sont plus propagées lorsque : i) elles arrivent au niveau du sol, ii) elles sortent de la zone simulées ou iii) elles sont en dessous d'un certain seuil en énergie (ajustable selon le type de particule). La simulation se termine lorsqu'il ne reste plus de particule à propager, les conditions i) et ii) étant suffisantes pour s'assurer que l'algorithme se terminera effectivement. On notera que l'ordre dans lequel sont traitées les particules importe peu (les particules de la gerbe n'interagissant pas entre elles). En pratique, elles sont traitées dans l'ordre de leur apparition dans la simulation, ce qui ne correspond pas nécessairement au développement temporel de la gerbe dans son ensemble.

Algorithme de thinning

Comme il n'est pas réaliste de simuler les 10^{11} particules d'une gerbe de 10^{20} eV au maximum de son développement, tant au niveau mémoire utilisée qu'au niveau du temps de calcul, un algorithme de *thinning* est utilisé pour réduire le nombre de particules effectivement simulées. L'idée est de ne simuler qu'une certaine proportion des particules, et de leur attribuer un poids correspondant au nombre moyen de particules qu'elles représentent.

Plus précisément, on définit le niveau de thinning relatif t et l'énergie du primaire E_p . Considérons une interaction

$$A \rightarrow B_1 B_2 \dots B_n, \quad n \geq 1 \quad (4.19)$$

où la particule A d'énergie E_A produit un certain nombre de particules secondaires B_i d'énergies E_{B_i} . Les particules secondaires seront conservées pour être propagées par la simulations en accord avec les probabilités définies par :

- Si $E_A \geq t.E_p$, la probabilité de garder chaque particule secondaire est évaluée séparément selon la loi :

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq t.E_p \\ \frac{E_{B_i}}{t.E_p} & \text{si } E_{B_i} < t.E_p \end{cases} \quad (4.20)$$

- Si $E_A < t.E_p$, la particule A provient déjà d'une réaction faisant intervenir le thinning. Une unique particule secondaire sera alors conservée, choisie en accord avec les probabilités définies par :

$$P_i = \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^n E_{B_j}} \quad (4.21)$$

Dans tous les cas, les particules secondaires sélectionnées sont pondérées du poids de la particule A multiplié par l'inverse de la probabilité P_i .

Ainsi, toutes les particules d'énergies $E > t.E_p$ sont simulées, ensuite une fraction seulement, et le nombre de particules dans le tas est toujours inférieur à t^{-1} .

L'algorithme présenté ci-dessus est l'algorithme de thinning de Hillas, l'algorithme effectivement implémenté dans AIRES est légèrement différent pour limiter le poids maximal des particules. Pour plus d'information sur l'implémentation du programme AIRES, se reporter à la documentation présente sur le site [32].

Les algorithmes de thinning permettent de diminuer significativement les ressources informatiques nécessaires, mais créent artificiellement des fluctuations. Nous détaillerons bientôt l'effet du thinning sur la simulation des champs électriques (p.87).

Implémentation de l'émission radio

Parmi les paramètres d'entrée de la simulation, un fichier contenant les positions des *antennes* où le champ sera évalué a été ajouté. Au début de la simulation, un histogramme en temps est

déclaré pour chaque antenne. Ces histogrammes représentent le champ électrique au niveau de chaque antenne et sont initialisés avec un champ nul.

Le calcul de l'émission radio est effectué à l'étape 4 de l'algorithme présenté ci-dessus. Lors de la propagation de chaque électron et positon et à chaque pas élémentaire, la contribution de la portion de trajectoire de la particule au champ électrique de chaque antenne est calculée à partir de la formule 4.3 et du champ géomagnétique. Le temps retardé au niveau de l'antenne est déduit de la relation 4.2 et le signal est ajouté dans l'histogramme à l'emplacement correspondant. Plus précisément, les temps retardés correspondant au début et à la fin de l'élément de trajectoire considéré sont évalués. Le champ calculé est ajouté dans l'histogramme pour les intervalles complètement compris entre ces deux temps retardés. Pour les intervalles partiellement compris, seule la fraction correspondante du champ calculé est ajoutée.

Dans le cas où l'algorithme de thinning a été utilisé, les particules sont pondérées d'un poids w indiquant le nombre de particules qu'elles représentent. Le champ électrique est alors multiplié par ce poids w avant d'être ajouté à l'histogramme. Nous reviendrons bientôt sur les conséquences de cette procédure.

On remarque aussi que la formule d'émission contient un terme de focalisation du rayonnement synchrotron en $\frac{1}{1-\beta \cdot \vec{n}}$. Si ce terme ne diverge pas car l'indice de réfraction n a été pris unitaire, il varie extrêmement rapidement lorsque l'antenne est proche de l'axe de mouvement de la particule. Un algorithme *ad hoc* (dit *adaptive pathlength*) a été implémenté pour adapter le pas de la simulation en conséquence [75].

A la fin de la simulation, lorsqu'il ne reste plus de particules à traiter dans le tas, les histogrammes contiennent la somme des contributions de toutes les particules de la gerbe. Les champs électriques obtenus sont enregistrés dans un fichier pour une analyse ultérieure.

Modifications et vérifications

A partir de la version initiale de ReAIRES de D. Kleckner *et al.*, quelques modifications additionnelles ont été apportées, à savoir :

- La prise en charge d'un réseau d'antennes non régulier a été ajouté (fichier d'entrée de position des antennes).
- Le terme d'émission coulombien de l'équation 4.1 a été ajouté. Il a été trouvé que ce terme est négligeable devant le terme radiatif, au moins d'un facteur 10^2 .
- Le calcul de composante verticale du champ électrique a été ajouté (seules les composantes nord-sud et est-ouest étaient calculées auparavant).
- Le pas de temps élémentaire des signaux radio a été modifié pour correspondre à la fréquence d'acquisition de CODALEMA (1 ns).
- Le programme ReAIRES a été complètement interfacé avec le programme d'analyse des données expérimentales de CODALEMA. Cela permet d'analyser les signaux simulés exactement comme les signaux expérimentaux, seule la déconvolution de l'appareillage expérimental est désactivée. Le programme d'analyse permet d'ailleurs de lancer automatiquement la simulation des événements expérimentaux, pour boucler la boucle.
- Une option a été ajoutée pour permettre de simuler des gerbes simplifiées. Ainsi, il est possible de simuler une gerbe composée d'un seul électron, une gerbe ponctuelle dont tous les électrons ont la même direction et la même énergie ou d'autres types de gerbes en fixant arbitrairement les paramètres choisis.

L'implémentation des formules, les valeurs numériques et les différents algorithmes ont été vérifiés. Grâce à l'option permettant de simuler des gerbes simplifiées, les champs créés par un électron unique puis par une gerbe ponctuelle, monoénergétique et monocinétique ont été calculés. Les résultats obtenus avec le modèle analytique, ReAIRES et REAS2 (le programme Monte Carlo développé par T. Huege [78]) sont quasiment identiques, validant ainsi en grande partie leurs implémentations.

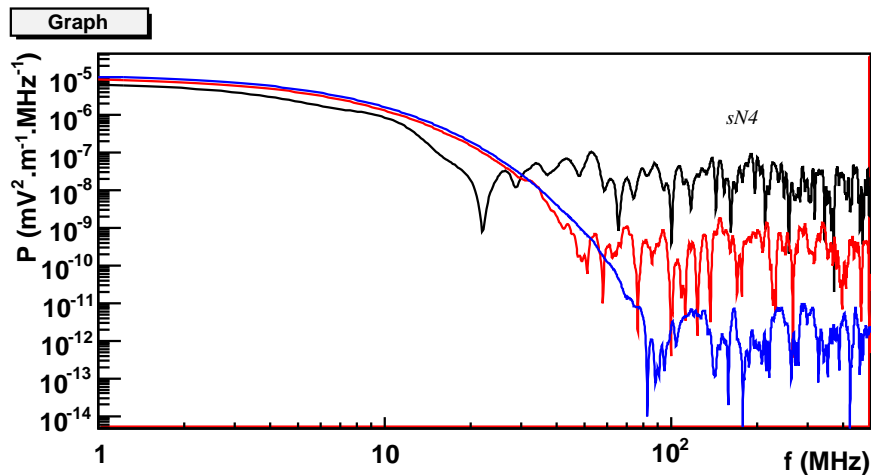


Fig. 4.12: Spectres en fréquence d'un champ simulé à 500 m du pied de gerbe. Le thinning utilisé est de 10^{-3} en noir, 10^{-5} en rouge et 10^{-7} en bleu. Les oscillations à hautes fréquences sont un artéfact dû aux sous-gerbes créées par l'algorithme de thinning. Un thinning plus fin permet de simuler correctement le champ jusqu'à des fréquences plus élevées.

Cette méthode permet aussi d'évaluer l'importance relative des différents degrés de liberté (dispersion longitudinale, dispersion radiale, dispersion des énergies, dispersion des directions des vitesses) en les ajoutant individuellement. Des comportements identiques ont été obtenus avec ReAIRES et avec REAS2, avec une prédominance de la direction des vitesses. Pour une gerbe verticale, l'ajout de la dispersion des vitesses rend le motif au sol bien plus symétrique, avec une dominance de la composante est-ouest quelle que soit la direction et la distance.

Avec la simulation complète, le champ électrique est plus faible mais dure plus longtemps, et la distribution du champ entre les trois composantes est modifiée. Une étude préliminaire a cependant montré que le champ obtenu avec simulation ReAIRES est généralement nettement supérieur celui obtenu par la simulation REAS2. Il semble que le champ estimé par ReAIRES soit notablement trop grand. Lors de l'ajout des degrés de liberté à partir d'une gerbe simpliste, un phénomène étrange apparaît lors de l'ajout de la dispersion longitudinale de la gerbe, mais le problème éventuel n'a pas été identifié. Une étude plus approfondie devrait être effectuée pour identifier le problème éventuel. De plus, la distribution des champs au sol semble plus symétrique autour de l'axe du pied de gerbe avec ReAIRES qu'avec REAS2. Une comparaison plus poussée devrait être effectuée dans le cadre du projet AERA (voir chapitre 6), les deux simulations étant en cours d'intégration au programme d'analyse de l'expérience. Cependant, aucun modèle n'ayant actuellement été validé par les données expérimentales et la simulation ReAIRES reproduisant certains comportements expérimentaux, nous allons poursuivre l'analyse de cette simulation.

Le temps de calcul de la version radio d'AIRES étant nettement supérieur à celui de la version standard, le recours à l'algorithme de thinning est encore plus nécessaire. Cependant, l'influence du thinning sur la simulation du champ électrique doit être évaluée en détails. En effet, lorsque l'on multiplie le champ électrique d'une particule par le poids w des particules qu'elle représente, on suppose implicitement que l'émission de ces w particules est complètement cohérente. Le risque est donc de surestimer l'émission radio, du fait de cette cohérence implicite. Cependant, le niveau de thinning est ajustable dans la simulation, une fraction plus ou moins importante de la gerbe est alors effectivement simulée. En le faisant varier, on observe qu'à partir d'un certain niveau de thinning les signaux ne changent plus lorsque l'on augmente le nombre de particules simulées. On considère donc qu'il n'y a plus de biais lorsqu'on a simulé suffisamment de particules. La fraction de particule minimale à simuler dépend de différents

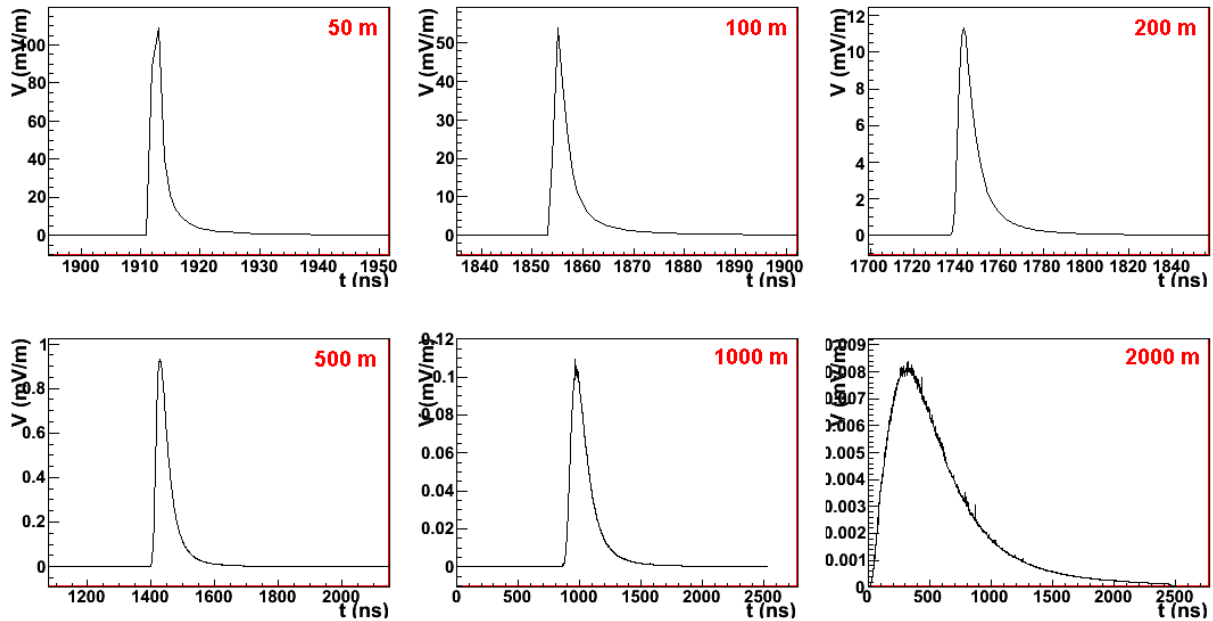


Fig. 4.13: Exemples de champs électriques simulés avec ReAIRES (composante est-ouest du champ). Ils correspondent à une gerbe de 10^{17} eV provenant du nord-ouest ($\theta = 30^\circ$, $\varphi = 45^\circ$). Les champs sont simulés à différentes distances au nord du pied de gerbe. On remarquera la largeur du signal augmente avec la distance au pied de gerbe.

facteurs, à savoir principalement la distance entre le point d'observation et l'axe de la gerbe, et la fréquence d'observation (figure 4.12). Pour la suite, on aura pris garde de simuler les gerbes avec un niveau de thinning adapté à la variable observée.

Exemples de champs simulés

La forme du champ électrique en fonction du temps dépend largement de la distance à la gerbe. Des exemples de signaux simulés correspondant à des distances comprises entre 50 m et 2 km sont représentés en figure 4.13. Ces signaux correspondent à la composante est-ouest du champ, les autres composantes sont d'allure similaire. A courte distance, les signaux sont de l'ordre de quelques nanosecondes et donc proche de la résolution en temps utilisée dans la simulation. Plus la distance à l'axe augmente, plus les signaux sont longs et plus leur amplitude diminue.

Les spectres en fréquence de ces champs sont représentés en figure 4.14. On observe que plus la fréquence est élevée plus la décroissance avec la distance est rapide. On s'intéressera par la suite à la composante du signal comprise entre 23 et 83 MHz, comme pour l'analyse des données expérimentales de CODALEMA-II. Cette portion du spectre est représentée en bleu sur la figure. A partir de 500 m, on observe l'effet de thinning évoqué dans la partie précédente. On voit qu'au-delà de cette distance le signal n'est pas correctement représenté pour les fréquences qui nous intéressent.

Les signaux filtrés dans la bande 23–83 MHz correspondants sont représentés en figure 4.15. Ils ont une allure régulière jusqu'à 500 m et sont irréguliers à plus grande distance, faisant apparaître les fluctuations dues au thinning.

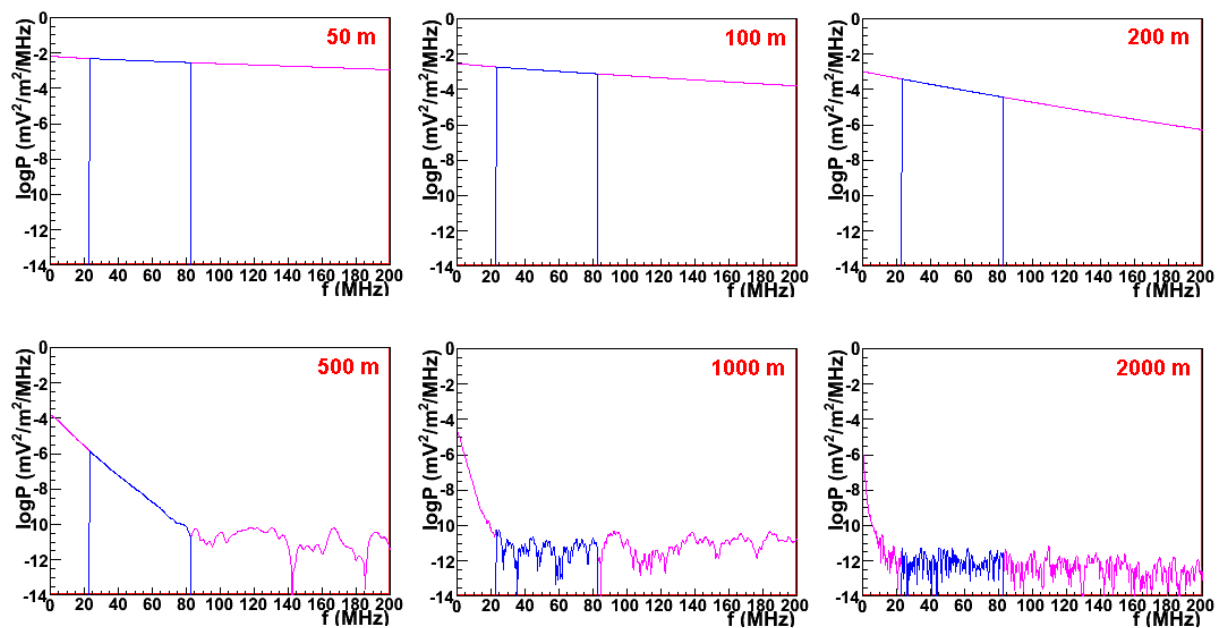


Fig. 4.14: Spectres de puissance des signaux de la figure 4.13, en $(\text{mV}/\text{m})^2 \cdot \text{MHz}$.

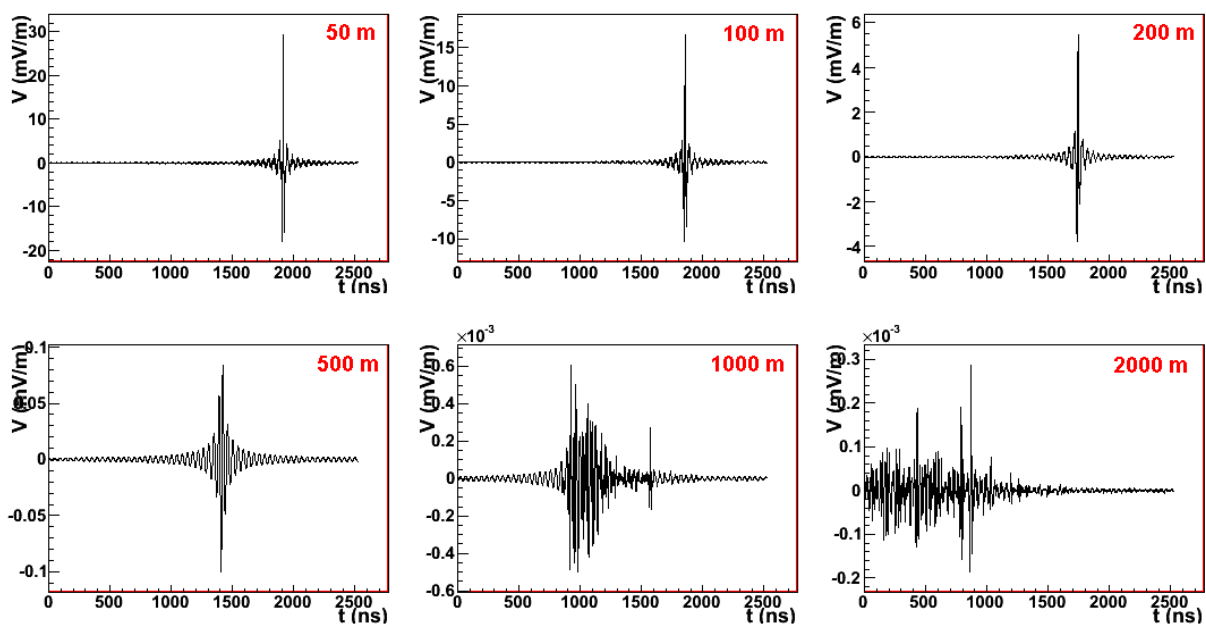


Fig. 4.15: Signaux filtrés dans la bande 23–83 MHz correspondant aux signaux de la figure 4.13, et dont le spectre en fréquence est indiqué en bleu sur la figure 4.14, en mV/m .

4.3.2 Production et analyse de signaux simulés

Nous allons maintenant présenter les productions et analyses de jeux de simulations effectuées avec ReAIRES. Nous rappelons que le champ sera systématiquement filtré dans la bande 23–83 MHz pour la suite de cette étude.

Paramètres de la simulation

Les principaux paramètres d'entrée de la simulation sont :

1. les caractéristiques du rayon cosmique primaire, c'est-à-dire sa direction, son énergie et sa nature ;
2. la localisation géographique, importante pour le calcul du champ géomagnétique ;
3. l'altitude du sol, en dessous de laquelle la gerbe n'est plus simulée ;
4. les coordonnées des antennes, où le champ est évalué ;
5. le niveau de thinning ;
6. différents paramètres de réglage du Monte Carlo (modèle d'interaction hadronique, seuils en énergie en dessous desquels les interactions des particules ne sont plus prises en compte, etc.).

Tous ces paramètres sont entrés via deux fichiers, le fichier déjà évoqué contenant les coordonnées des antennes et le fichier standard d'AIRES contenant les autres paramètres. Les modèles d'interaction hadronique à haute énergie disponibles dans la version d'AIRES utilisée (2-6-0) sont SYBILL et QGSJET, seul le modèle SYBILL a été utilisé pour cette étude. Les variations avec le modèle hadronique sont probablement du second ordre et n'ont pas été considérées pour l'instant.

Type de réseau

Afin d'échantillonner correctement la topologie du champ électrique au niveau du sol avec un nombre d'antennes restreint, les réseaux utilisés sont constitués d'antennes distribuées radialement autour du pied de gerbe. La disposition adoptée pour la plupart des simulations est celle utilisée pour la figure 4.16. Ce réseau comporte 40 antennes dont la distance maximale à la gerbe est 250 m.

Lots de gerbes simulés

Un des principaux intérêts de l'étude effectuée est l'effet de la direction d'arrivée. Pour cela, des gerbes ont été simulées en provenant de différentes directions. Pour échantillonner les directions possibles, les angles zénithaux et azimutaux ont été balayés par pas de 15° , entre 15° et 75° pour θ et entre 0° et 345° pour φ , plus une gerbe verticale ; soit un total de 121 directions.

Des gerbes issues de protons d'énergies ont été simulées dans les conditions géographiques de Nançay, donc avec un champ de $47 \mu\text{T}$ avec une élévation et 63° au nord, et à différentes énergies. Des lots de gerbes ont été simulées entre 10^{14} et 10^{21} eV, un lot par décade en énergie. Des simulations ont aussi été effectuées avec des gerbes issues de noyaux de fer à 10^{17} et 10^{18} eV. Enfin, des gerbes à 10^{17} et 10^{19} eV ont été simulées avec les valeurs de champ géomagnétique de l'Observatoire Pierre Auger.

Thinning et temps de calcul

La simulation ReAIRES est assez gourmande en temps de calcul ; et cela varie en fonction des paramètres de simulation. Par exemple, le temps de calcul pour simuler les six signaux

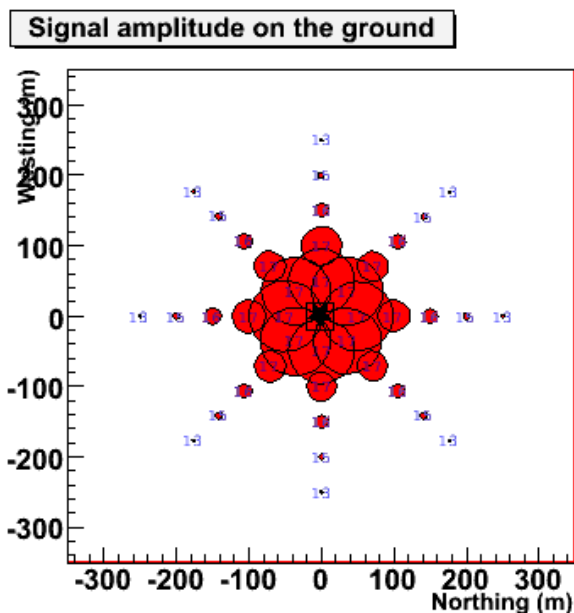


Fig. 4.16: *Distribution de l'amplitude maximale de la composante est-ouest du champ simulé pour une gerbe verticale. Les cercles sont centrés sur les antennes, leur rayon est proportionnel à l'amplitude du signal.*

représentés précédemment (figure 4.13) avec ce niveau de précision² est de l'ordre d'une dizaine de jour sur un processeur récent.

Les éléments influant sur le temps de calcul sont le nombre d'antennes et le niveau de thinning utilisé. Le temps de calcul augmente environ linéairement avec le nombre d'antennes et est inversement proportionnel au thinning, un thinning précis requérant plus de calcul. La distance maximale de calcul du champ intervient aussi indirectement, car c'est elle qui va fixer le niveau de thinning acceptable.

En pratique, les lots de simulations ont généralement été effectués avec un réseau de 40 antennes et un thinning de 10^{-5} , la distance maximale simulée étant de 250 m. 121 gerbes de différentes directions ont été simulées. Le temps de calcul typique est de 15 heures par gerbe, soit un temps de calcul total de 75 jour.processeur pour un lot de simulation.

Des simulations ont été effectuées pour différentes énergies, différents primaires et différentes configurations du champ géomagnétique. Le niveau de thinning a parfois été augmenté pour réduire le temps de calcul lorsque l'effet sur la valeur mesuré n'était pas critique.

Principe de l'analyse

Les signaux simulés sont analysés avec le même programme que les données expérimentales de CODALEMA. A partir des fichiers de sortie de ReAIRES, des fichiers de format identique aux fichiers de l'acquisition radio sont créés. Le signal utilisé peut être la composante nord-sud, est-ouest ou verticale du champ, voire différentes orientations selon les antennes pour simuler le dispositif de CODALEMA. Ces fichiers sont ensuite lus comme des fichiers expérimentaux ordinaires. Seule la partie de déconvolution de la réponse du détecteur (atténuation des câbles, retards, gain de l'antenne et lobes) est omise.

Pour cette analyse, le signal est aussi filtré dans la bande 23–83 MHz, comme pour les signaux présentée en figure 4.15. En adoptant la même convention, nous appellerons dorénavant

²Précision permettant de simuler correctement le signal jusqu'à de grandes distances/fréquences, par exemple plus de 200 MHz à 200 m, environ 80 MHz à 500 m (*cf.* Fig. 4.14).

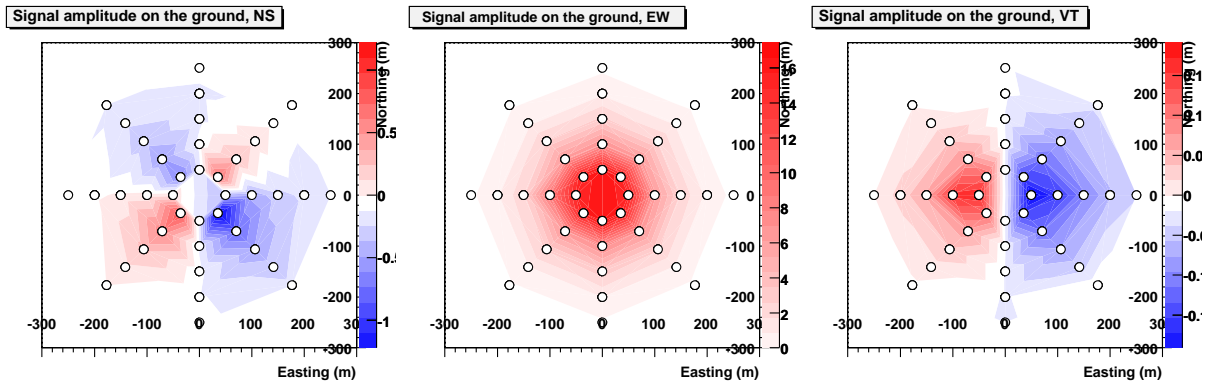


Fig. 4.17: Distributions des amplitudes maximales des composantes du champ simulé au sol pour une gerbe verticale. Les cercles représentent les points de calcul, l'échelle de couleur l'amplitude du signal extrapolé à partir de ces points. La composante est-ouest est symétrique par rapport à l'axe de la gerbe, les deux autres composantes sont beaucoup plus faibles.

signal l'amplitude de l'extrémum du signal filtré. La suite de l'analyse est identique à celle des événements expérimentaux. L'ensemble des valeurs obtenues est stocké dans des fichiers ROOT.

4.3.3 Résultats

Topologie du signal

On s'intéresse d'abord à la distribution du champ électrique au niveau du sol. Nous commençons par considérer l'empreinte au sol dans le cas d'une gerbe verticale produite par un proton de 10^{17} eV, représentée en figure 4.17. Comme pour le modèle analytique (figure 4.7), la composante est-ouest du champ est positive quel que soit le point d'observation alors que les composantes nord-sud et verticale changent de signes sur deux et un axe respectivement. Expérimentalement, la reconstruction de la topologie du champ au sol, grâce à une fonction de distribution latérale par exemple, risque d'être compliquée. On note cependant que la composante dominante est ici la composante est-ouest et qu'elle est symétrique par rapport à l'axe de la gerbe.

Cependant nous avons vu qu'une gerbe verticale représente une configuration assez particulière pour la projection du champ selon ce système d'axe. Pour une direction quelconque, le champ radiatif (terme dominant) sera généralement distribuée entre les trois composantes, comme dans le cas de la figure 4.18. Les trois composantes sont alors assez similaires, à une constante multiplicative près qui est déterminée par la projection du terme radiatif selon les trois axes. La distribution du champ au sol est relativement symétrique, avec une élongation le long de l'axe de la gerbe, qui est simplement un effet de projection. En effet, si l'on projette les positions des antennes dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe, la distribution devient symétrique. La distribution latérale de ces champs est représentée en figure 4.19. Un ajustement de ces distributions est effectué avec une fonction exponentielle du type :

$$E = E_0 \exp\left(\frac{-d}{D_0}\right) \quad (4.22)$$

où $d = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ est la distance à l'axe de la gerbe dans le plan perpendiculaire, D_0 est la distance caractéristique de décroissance du signal radio, que l'on appellera pour simplifier portée, et E_0 est la valeur extrapolée du champ sur l'axe de la gerbe. On remarque que les distances caractéristiques des exponentielles sont identiques dans les trois polarisations.

En anticipant légèrement sur la suite, le terme dominant en $-\vec{v} \times \vec{B}$ est généralement distribué selon les trois composantes et produit des empreintes symétriques. Les motifs asymétriques apparaissent lorsque ce terme est faible pour la composante considérée (effet de projection).

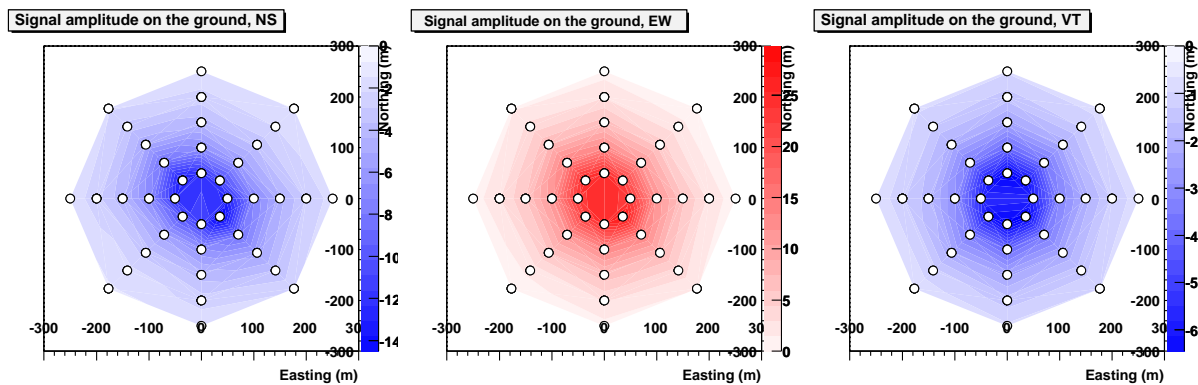


Fig. 4.18: Champ au sol, figure similaire à la figure 4.17, mais pour une gerbe provenant du nord-ouest ($\theta = 30^\circ, \varphi = 45^\circ$). Les trois composantes sont symétriques par rapport à l'axe de la gerbe.

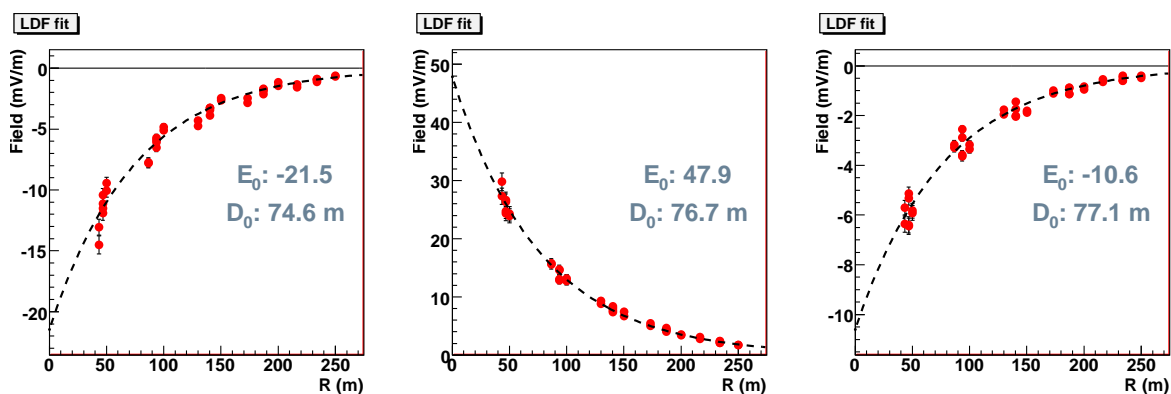


Fig. 4.19: Distributions latérales des champs représentés sur la figure 4.18 (composante nord-sud à gauche, est-ouest au centre et verticale à droite), obtenues avec les champs projetés dans le plan perpendiculaire à l'axe.

Finalement, cette fonction de distribution latérale représente relativement bien la topologie du champ dans la plupart des cas et on peut en extraire les deux paramètres E_0 et D_0 . La valeur obtenue pour la portée D_0 dans la simulation est de l'ordre de 60 à 100 m pour une gerbe peu inclinées, l'évolution avec l'angle zénithal sera évoquée ultérieurement. Cette valeur est généralement deux fois plus petite que la valeur obtenue expérimentalement, comme pour la majorité des modèles actuels, mais nous en reparlerons au prochain chapitre.

Les valeurs indiquées ici correspondent au signaux filtrés dans la bande 23–83 MHz. Travailler à plus hautes fréquences réduit la valeur de D_0 et inversement à basses fréquences.

Direction d'arrivée et polarisation, vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$

On s'intéresse maintenant à l'effet de la direction (θ, φ) de la gerbe. Des gerbes identiques provenant de différentes directions ont été simulées. Pour chacune, la reconstruction de la distribution latérale a été effectuée, permettant d'extraire les valeurs $\vec{E}_0 = [E_0^{NS}, E_0^{EO}, E_0^{Vert}]$ du champ sur l'axe.

La dépendance de ce E_0^z avec la direction a été représenté en figure 4.20, toujours pour des gerbes créées par des protons de 10^{17} eV. Cette figure est très similaire à celle qui avait été obtenue avec le modèle analytique pour une antenne à 20 m au nord du pied de gerbe (figure 4.8), qui correspondait au produit vectoriel obtenu avec l'équation 4.4. On note dorénavant \vec{v} le vecteur unitaire représentant la direction de la gerbe et \vec{B} le vecteur unitaire représentant la direction du champ magnétique. Les composantes de ce produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$ sont représentées en figure 4.21. Le comportement est très similaire à la figure 4.20, mais il manque visiblement une fonction décroissante de l'angle zénithal.

Pour prendre en compte le développement de la gerbe et l'éloignement du X_{max} avec l'augmentation de θ , on multiplie ce produit vectoriel par une fonction $F(\theta)$, ajustée pour correspondre à la figure 4.20. La fonction utilisée ici est la fonction représentée en rouge sur la figure 4.23. Finalement, la correspondance entre le champ sur l'axe \vec{E}_0 et le vecteur $F(\theta) \cdot (-\vec{v} \times \vec{B})$ est très bonne. Cette relation semble valable jusqu'à des distances plus importantes que ce qui a été obtenu dans le cadre du modèle analytique.

Une analyse similaire a été effectuée avec un jeu de simulations utilisant le champ géomagnétique du site sud de l'Observatoire Pierre Auger. Le même comportement en $-\vec{v} \times \vec{B}$ a été obtenu avec un champ orienté de manière différente.

Effet d'atmosphère

La fonction utilisée pour l'ajustement précédent est de la forme :

$$F(\theta) = a \frac{1 + b\theta}{1 + e^{\frac{\theta - \theta_0}{\theta_1}}} \quad (4.23)$$

Elle est inspirée de la fonction de Fermi-Dirac utilisée pour le modèle analytique, à laquelle un degré de liberté a été ajouté pour permettre une croissance aux petits angles zénithaux (observée pour les gerbes de haute énergie). L'ajustement a été effectué pour plusieurs jeux de simulations, à différentes énergies. Certaines des fonctions obtenues sont représentées sur la figure 4.23. Le principal résultat est une quasi proportionnalité avec l'énergie, les autres effets étant du second ordre. Le passage d'une gerbe verticale à une gerbe à 60° diminue le signal radio sur l'axe de moins d'un facteur 3. A titre de comparaison, en utilisant la longueur d'atténuation de la gerbe obtenue par la méthode CIC en partie 3.1.2 ($\Lambda_{att} = 188 \text{ g.cm}^{-2}$), le nombre de particules au sol diminue d'un facteur 240 pour la même variation d'angle zénithal! La détection radio semble donc particulièrement adapté pour la détection de gerbes inclinées. Les différences résiduelles (forme de la courbe, angle zénithal du maximum, valeur au maximum) s'interprètent simplement en terme de développement de gerbe :

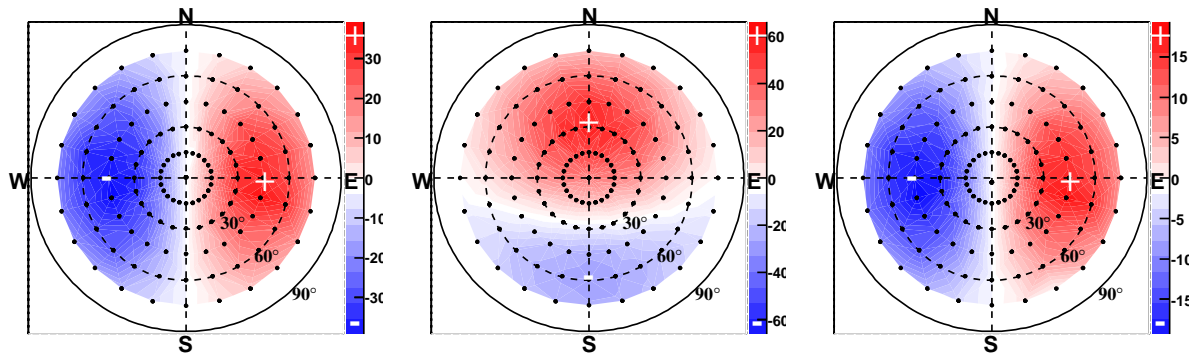


Fig. 4.20: Cartes ciel des valeurs E_0^{NS} (à gauche), E_0^{EO} (au centre) et E_0^{Vert} (à droite) en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe. Les directions des gerbes simulées sont représentées par les points noirs.

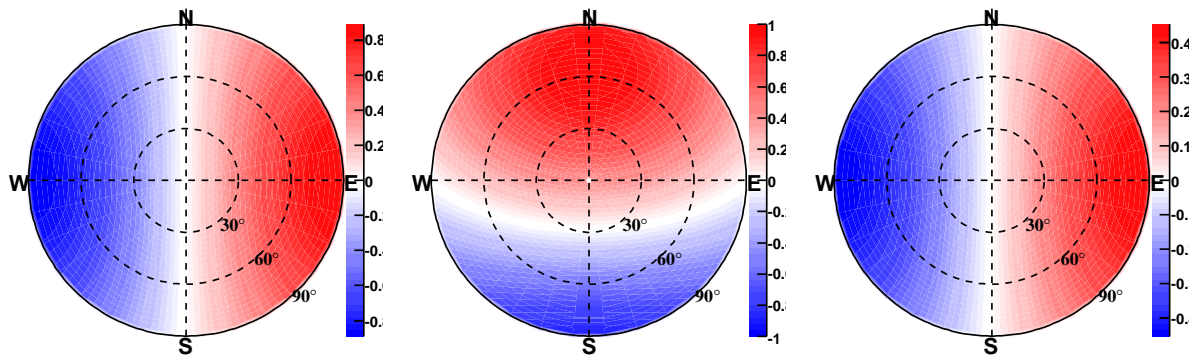


Fig. 4.21: Cartes ciel des composantes nord-sud, est-ouest et verticale du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$. La norme de ce produit vectoriel vaut bien sûr $\sin \alpha$.

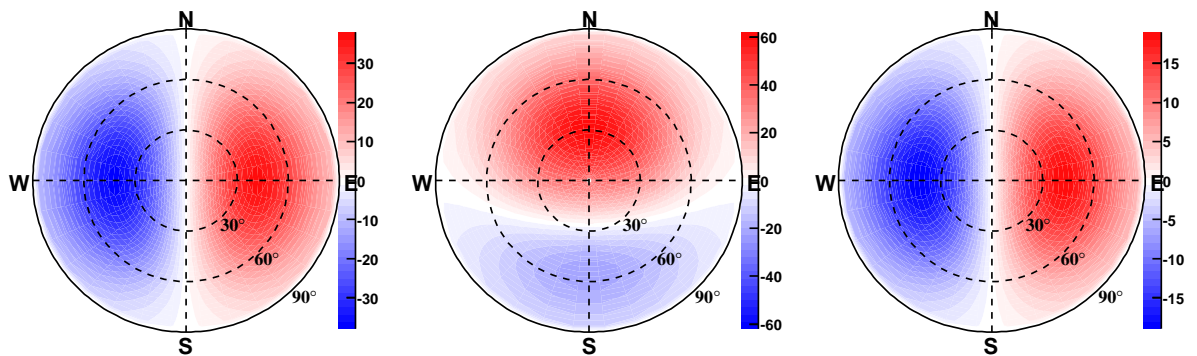


Fig. 4.22: Cartes ciel des composantes nord-sud, est-ouest et verticale de la fonction $F(\theta)$. ($-\vec{v} \times \vec{B}$) (cf. texte). La fonction $F(\theta)$ a été ajustée pour correspondre à la figure 4.20.

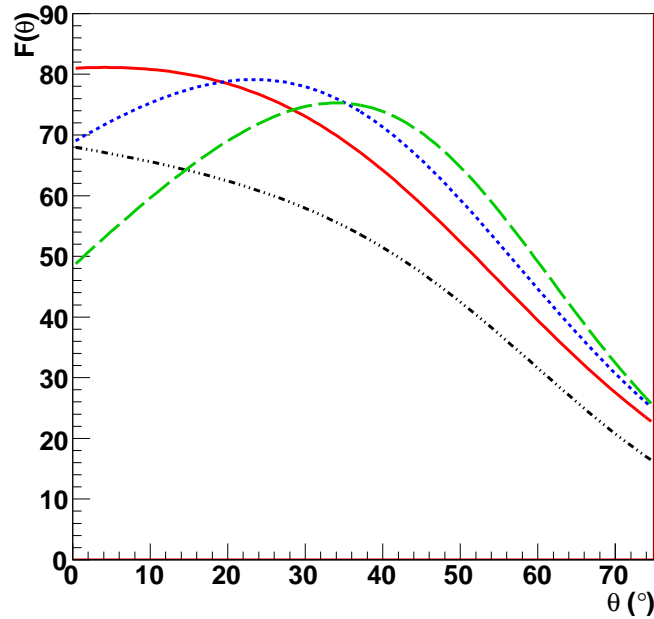


Fig. 4.23: $F(\theta)$ obtenue pour des protons de différentes énergies. La fonction de référence est la courbe rouge, à 10^{17} eV, que l'on notera F_{17} . Les autres fonctions ont été multipliées par un facteur d'échelle pour être facilement comparables. Les énergies correspondantes sont : 10^{15} eV en noir ($\times 10^2$), 10^{19} eV en bleu ($\times 10^{-2}$) et 10^{21} eV en vert ($\times 10^{-4}$).

- De manière générale, lorsque l'angle zénithal augmente la gerbe s'éloigne et le champ diminue par un effet d'angle solide. La puissance étant répartie sur une plus grande surface, nous verrons que cela a un effet sur la portée D_0 .
- Une gerbe verticale de très haute énergie heurte le sol avant son développement maximal. Par conséquent, le champ augmente quand l'angle zénithal augmente car la gerbe peut se développer d'avantage. Au delà d'un certain point, la gerbe est suffisamment éloignée pour que le champ au sol diminue à nouveau.

Les courbes $F(\theta)$ obtenues ici sont basées sur un observateur au niveau de la mer. A partir de l'interprétation précédente, on peut extrapoler l'effet qu'aurait une observation en altitude. A un angle donné, l'observateur est plus près de la gerbe, le signal est donc plus grand pour les petites gerbes. Par contre, pour les gerbes plus énergétiques, elles deviennent plus rapidement *trop près* et on obtient un déplacement de l'angle du maximum de $F(\theta)$ vers un plus grand angle. La valeur du maximum ne varie probablement pas beaucoup, elle est simplement déplacée.

L'évolution de la distance de décroissance exponentielle D_0 (portée) avec l'angle zénithal est représentée en figure 4.24. Cette distance augmente avec l'angle et peut approximativement être représentée par la fonction suivante :

$$D_0(\theta) = 61.7(1 + 3.43 \times 10^{-6}\theta^{3.22}) \quad [\text{m}] \quad (4.24)$$

L'ajustement de cette fonction a été effectué pour une énergie de 10^{17} eV. L'aplatissement de la distribution latérale est probablement dû principalement à l'éloignement de la source.

Rayon de courbure

Nous avons vu que la reconstruction de la direction de la gerbe est effectuée en assimilant le front radio de la gerbe à un plan (p.64). Il s'agit d'une description à l'ordre zéro, l'ordre un serait une sphère. Pour calculer le rayon de cette sphère, on utilise les résidus en temps de l'ajustement

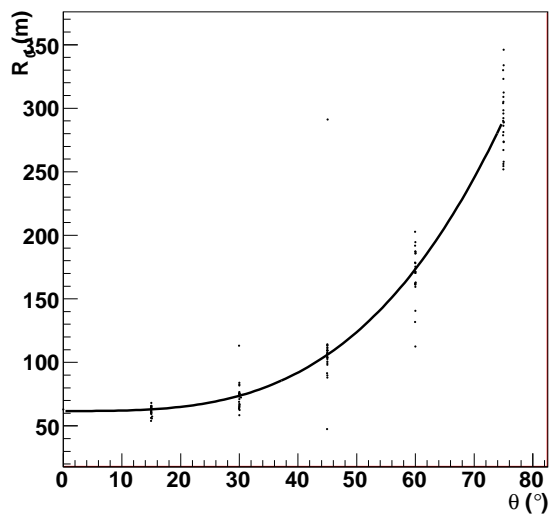


Fig. 4.24: Distance D_0 représentée en fonction de l'angle zénithal θ , pour les événements représentés sur la figure 4.20. Les différentes valeurs à un même angle zénithal correspondent aux différents angles azimutaux simulés. Un ajustement de cette distribution est aussi représenté.

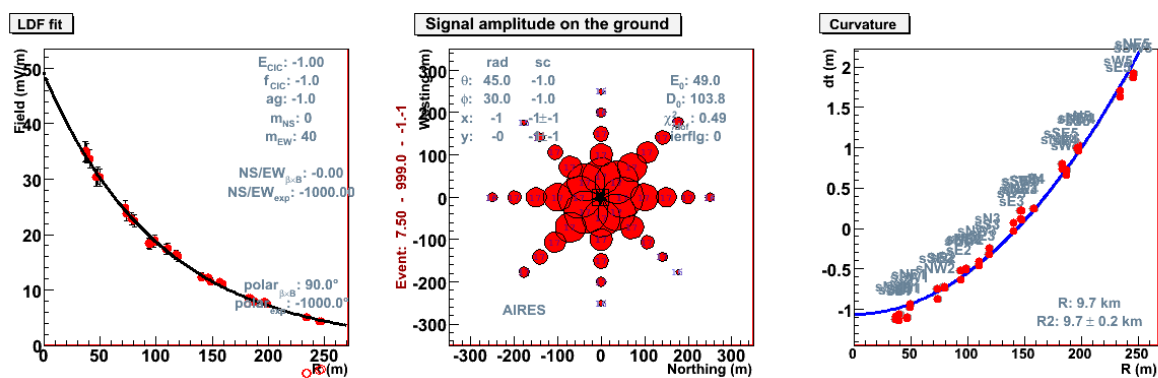


Fig. 4.25: Illustration d'un calcul de rayon de courbure du front radio R_0 à partir d'un événement simulé.

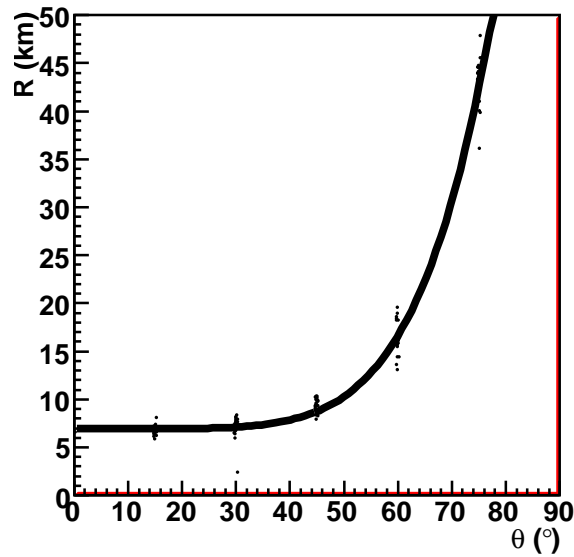


Fig. 4.26: Rayon de courbure R_0 en fonction de l'angle zénithal θ , pour les événements représentés sur la figure 4.20. Un ajustement de cette distribution est aussi représenté.

du plan que l'on ajuste avec la parabole suivante :

$$dt(d) = p_0 + p_2 \left(\frac{(x - X)^2 + (y - Y)^2}{c} \right)^2 \quad (4.25)$$

où x et y sont les coordonnées des antennes projetées dans le plan de gerbe et où X et Y sont laissés libres. Le rayon de courbure correspond au terme quadratique $R = 1/(2p_2)$.

L'évolution de ce rayon de courbure en fonction de θ est représentée en figure 4.26, pour des gerbes de 10^{17} eV. La distribution a été ajustée avec la fonction suivante :

$$R_0(\theta) = 6.94 (1 + 5.93 \times \theta^{5.83}) \quad [\text{km}] \quad (4.26)$$

Cette augmentation du rayon de courbure est certainement attribuable à l'éloignement de la zone d'émission.

Influence de l'énergie

Un ensemble de gerbes d'énergies comprises entre 10^{16} eV et 10^{20} eV ont été simulées, provenant toutes de la même direction (30° au nord). Les paramètres E_0 et D_0 de la distribution latérale ainsi que le rayon de courbure R_0 ont été reconstruits à partir de la composante est-ouest du champ. Les valeurs obtenues sont représentées dans la figure 4.27.

La valeur du champ sur l'axe varie quasiment proportionnellement avec l'énergie (un ajustement donne une loi de puissance $E^{1.03}$). Cela confirme le résultat similaire mais plus général qui avait déjà été obtenu avec la figure 4.23.

On observe une diminution de la portée D_0 et du rayon de courbure R_0 avec l'augmentation de l'énergie. Les deux sont simplement interprétés avec la plus grande proximité de la zone d'émission, la gerbe se développant plus profondément dans l'atmosphère. On observe une dispersion importante des points sur ces deux graphiques, qui est liée aux fluctuations des gerbes. Il existe d'ailleurs une corrélation entre ces deux valeurs, les portées anormalement basses étant associées à un rayon petit, et en aussi à un X_{max} particulièrement profond dans l'atmosphère. Cela semble confirmer que la dépendance est liée à la proximité de la gerbe.

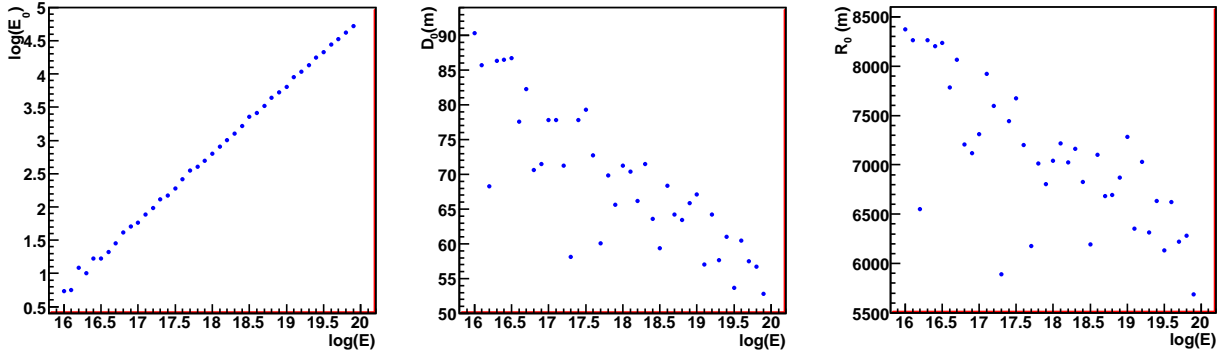


Fig. 4.27: Champs sur l'axe E_0 , portée D_0 en mètres et rayon R_0 en mètres représenté en fonction de l'énergie E pour un lot de gerbe provenant de $\theta = 30^\circ$ au nord.

Il serait très intéressant de poursuivre cette étude et de quantifier les relations entre ces différentes variables; afin par exemple d'estimer la sensibilité à la nature du rayon cosmique primaire.

Formule générale extraite de la simulation

Pour résumer, les différentes relations suivantes ont été extraites de la simulation :

1. une proportionnalité avec l'énergie ;
2. une proportionnalité du champ avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$, en amplitude et direction ;
3. l'effet de l'angle zénithal a été paramétré par la fonction $F(\theta)$, qui varie lentement avec l'énergie (hors proportionnalité) ;
4. la distribution latérale est bien représentée par la valeur de la portée D_0 , et sa dépendance avec θ a été évaluée (la dépendance avec l'énergie sera négligée pour l'instant).

Les dernières relations présentées, notamment la variation de la portée D_0 avec l'énergie, n'ont pas été suffisamment étudiées à ce stade pour pouvoir les modéliser correctement. Cependant, nous pouvons regrouper les relations précédentes pour obtenir une formule globale, valable aux alentours de 10^{17} eV :

$$\vec{E} = \frac{\text{Energie}}{10^{17} \text{ eV}} \cdot F_{17}(\theta) \cdot (-\vec{v} \times \vec{B}) \cdot e^{-\frac{d}{D_0(\theta)}} \quad (4.27)$$

Pour généraliser cette relation, on peut faire intervenir l'amplitude du champ magnétique B et on la rapporte à une bande de fréquence de 1 MHz, en approximant avec une simple proportionnalité. On fait aussi apparaître une constante multiplicative globale en décomposant la fonction $F_{17}(\theta) = C \cdot f_{17}(\theta)$ où $f_{17}(\theta)$ varie dans l'intervalle $[0, 1]$. On obtient la formule suivante :

$$\vec{E}_\nu = 1.3 \frac{B}{47 \mu\text{T}} \frac{\text{Energie}}{10^{17} \text{ eV}} f_{17}(\theta) (-\vec{v} \times \vec{B}) e^{-\frac{d}{D_0(\theta)}} \quad [\text{mV/m/MHz}] \quad (4.28)$$

avec la variation avec l'angle zénithal $f_{17}(\theta) = 1.05 (1 + 3.72 \times 10^{-3} \theta) / (1 + \exp \frac{\theta - 51.2}{17.5})$ et la portée $D_0(\theta) = 61.7(1 + 3.34 \times 10^{-6} \theta^{3.22})$ m.

Cette formule générale permet donc de décrire le maximum de champ électrique obtenu avec ReAIRES, à partir des paramètres du rayon cosmique primaire. En inversant cette formule, on peut remonter à l'énergie du rayon cosmique. Cette formule est du même type que la formule d'Allan (eq. 2.2), la dépendance avec le champ magnétique étant représentée par le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$ qui contient en plus la direction de la polarisation. Elle diffère de la formule obtenue

par la collaboration LOPES qui représente uniquement la composante est-ouest du champ et contient un terme $(1.16 - \cos \alpha)$ que rien ne semble justifier sur le plan théorique.

Nous noterons toutefois que la distance D_0 obtenue est environ deux fois plus petite que ce qui est mesuré expérimentalement, comme nous le verrons par la suite. Cependant, ce problème est commun à toutes les approches actuelles suffisamment développées pour extraire un D_0 et n'est pas compris actuellement. L'amplitude simulée est aussi généralement plus grande que ce qui est mesuré. Ainsi la constante globale vaut ici 1.3 mV/m/MHz à 10^{17} eV ; à comparer aux $20 \text{ }\mu\text{V/m/MHz}$ de la formule d'Allan. Une partie de la différence provient certainement de la différence de distance caractéristique D_0 considérée, mais cela n'explique pas toute la différence.

Nous avons déjà évoqué un problème possible avec les amplitudes des signaux dans ReAIRES. Une autre piste serait l'émission des extrémités des trajectoires, c'est-à-dire les accélérations brusques des injections et disparitions de particules (création et disparition, chocs). D'après certaines études, cela ne contribue pas notablement au signal radio pour les fréquences considérées. Cependant, une étude de ce type a été entreprise par M. Ludwig avec la simulation REAS2, des résultats préliminaires semblent indiquer une diminution de l'amplitude des signaux par un facteur proche de 10 sans modifier notablement les autres caractéristiques (forme des signaux, distribution latérale, etc.). Un autre élément à garder à l'esprit est l'indice de l'air qui a été pris constant et unitaire. Si la plupart des études prévoient une variation négligeable lorsqu'un indice réaliste est pris en compte, quelques une conduisent à un champ du même ordre de grandeur que le champ géosynchrotron.

4.4 Bilan de la simulation

Nous avons ici étudié en détail deux modèles d'émission basés sur l'émission coulombienne et l'émission géosynchrotron. Cette étude a permis d'obtenir une description relativement complète de la topologie du champ électrique, sous une forme confrontable aux données expérimentales. Les dépendances du champ électrique avec différents paramètres ont été mises au jour.

On notera que l'émission coulombienne a été trouvée négligeable par rapport à l'émission géosynchrotron, avec les deux modèles étudiés. De plus, une dépendance du champ avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$ a été trouvée dans les deux cas, proche de l'axe pour l'approche analytique et jusqu'à des distances plus importantes dans l'approche Monte Carlo.

La question de l'amplitude du champ simulé avec ReAIRES, manifestement trop importante, devra être éclaircie ; mais n'empêche visiblement pas d'obtenir d'autres résultats pertinents.

Le champ radio produit au sol est la convolution de l'émission et du développement de la gerbe. Si le mécanisme d'émission joue évidemment un rôle, une grande partie des caractéristiques du champ est liée à la géométrie, c'est-à-dire à la distance à la gerbe, à la transformation de Lorentz focalisant le signal dans la direction de propagation de la particule émettrice, aux effets de cohérence qui dépendent de l'angle sous lequel la gerbe est vue et de la fréquence, etc. Tous ces effets sont pris en compte intrinsèquement dans la simulation Monte Carlo effectuée. Nous allons maintenant voir comment ce travail théorique peut éclairer l'interprétation des résultats expérimentaux.

Chapitre 5

Interprétation des résultats expérimentaux

Nous avons présenté le dispositif de CODALEMA–II puis le traitement des données expérimentales au chapitre 3. Nous nous sommes arrêtés sur une importante anisotropie des directions d’arrivée des événements radiodétectés, qui nécessite une interprétation. Le chapitre 4 a été consacré à une étude théorique de l’émission radio et en particulier du mécanisme géosynchrotron. Nous allons maintenant présenter une analyse plus poussée des mesures expérimentales de CODALEMA–II, en proposant une interprétation qui aboutira finalement à une formule générale du champ électrique produit par les gerbes atmosphériques.

5.1 Introduction

Nous avons observé au chapitre 3 une forte anisotropie de détection radio, avec beaucoup plus d’événements en provenance du nord que du sud. Ce résultat assez surprenant n’était pas bien compris aux débuts de CODALEMA–II. Commençons donc par faire un point rapide sur les connaissances en 2005. Au début des années 70, Allan avait proposé dans sa revue une formule dont les différents termes proviennent de différentes expériences [68], formule reproduite ici :

$$\mathcal{E}_\nu = 20 \left(\frac{E_p}{10^{17} \text{ eV}} \right) \sin \alpha \cos \theta \exp \left(\frac{-R}{R_0(\nu, \theta)} \right) \frac{\mu\text{V}}{\text{m.MHz}} \quad (5.1)$$

Le terme en $\sin \alpha$ repose principalement sur des considérations théoriques, seule une poignée d’événements enregistrés dans une configuration particulière ayant pesé en faveur de ce modèle par rapport aux autres. On saluera au passage l’excellence des résultats obtenus compte tenu des données expérimentales de l’époque. Plus récemment, l’expérience LOPES avait obtenu une corrélation avec la valeur $(1 - \cos \alpha)$, difficilement justifiable théoriquement¹ [90]. Aucun effet d’angle géomagnétique n’avait été observé avec le détecteur CODALEMA-I, mais cette étude n’était pas facilitée par l’inclinaison des antennes log-périodiques vers le sud.

Le seuil de détection avait été estimé pour deux expériences ([98, 99]) à partir d’une méthode probablement erronée (voir note en bas de la page 44), à environ 5×10^{16} eV, mais aucune estimation n’avait été faite à partir de l’énergie de la gerbe au coup par coup. Étonnamment, la collaboration LOPES qui dispose probablement du meilleur détecteur au sol dans cette gamme d’énergie n’a jamais publié au sujet du seuil de détection radio.

Cependant, la collaboration LOPES avait publié une corrélation entre la taille des signaux radio moyennée sur l’ensemble des antennes et le nombre de muons estimé par le détecteur KASCADE [90]. De son côté, la collaboration CODALEMA avait observé des profils exponentiels dans la distribution du signal radio au sol [99].

¹Cette relation sera remplacée par la suite par $(1.16 - \cos \alpha)$ lors de l’ICRC 2007 [96]

Les mécanismes d'émission n'étaient pas précisément compris, et on ne disposait pas d'autre formule pour décrire le champ que celle d'Allan. L'anisotropie observée expérimentalement nous a incité à travailler sur des modèles de type géomagnétiques, qui nous ont permis de modéliser un certain nombre de dépendances du champ électrique. Nous allons maintenant essayer de montrer ici comment les données obtenues avec le nouveau détecteur de CODALEMA-II permettent d'avancer dans la compréhension de l'émission radio, guidés par ces études théoriques.

Un des principaux résultats obtenu grâce aux modèles développés au chapitre précédent est que le champ est (au premier ordre et dans certaines conditions) proportionnel au vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$. Nous rappelons que \vec{v} est un vecteur unitaire représentant la direction de la gerbe et \vec{B} est un vecteur unitaire représentant la direction du champ géomagnétique. En utilisant les conventions de CODALEMA (x positif vers le nord, y vers l'ouest et z vers le haut), les composantes du vecteur de la gerbe provenant de la direction (θ, φ) sont $\vec{v} = [-\sin \theta \cos \varphi, -\sin \theta \sin \varphi, -\cos \theta]$. La direction du champ magnétique est donné par son angle zénithal $\theta_B = 23^\circ$ à Nançay, on négligera son angle azimutal $\varphi_B < 2^\circ$ (variable dans le temps). Ses composantes sont alors $\vec{B} = [\sin \theta_B, 0, -\cos \theta_B]$. Nous pouvons alors expliciter le produit vectoriel :

$$-\vec{v} \times \vec{B} = \begin{bmatrix} -\sin \theta \sin \varphi \cos \theta_B \\ \cos \theta \sin \theta_B + \sin \theta \cos \varphi \cos \theta_B \\ -\sin \theta \sin \varphi \sin \theta_B \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

On remarque que le rapport des composantes verticale sur nord-sud est simplement la tangente de l'angle θ_B . On notera aussi que pour une gerbe verticale, seule la composante est-ouest du produit vectoriel est non nulle. Une dépendance linéaire avec le produit vectoriel est plus complète qu'un simple $\sin \alpha$ qui n'est que sa norme, car il contient la polarisation et donc les différentes composantes, ce qui aura un impact important sur la détection.

5.2 Effets de seuil de détection

5.2.1 Efficacité de détection et produit $-\vec{v} \times \vec{B}$

Nous allons commencer par tester la dépendance du champ avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$ obtenu évoqué lors de l'analyse des simulations. Considérons la proportion d'événements détectés en radio par rapport aux événements détectés par le détecteur au sol. Cette efficacité de détection relative est représentée sur la figure 5.1 en fonction de la valeur absolue de la composante est-ouest du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$. Lorsque l'on considère tous les événements reconstruits par le détecteur au sol, quelles que soient l'énergie et la position du pied de gerbe (à gauche), l'efficacité de détection radio croît régulièrement, de quelques 10^{-3} jusqu'à plus de 0.1. Cela semble confirmer la dépendance du champ électrique avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$.

On notera cependant que les valeurs présentées ci-dessus dépendent de l'énergie minimale des gerbes considérées. De plus, cette analyse est éventuellement biaisée par l'effet d'angle zénithal, non pris en compte ici. En effet, comme on le voit dans la formule 5.2 il existe un couplage entre le produit vectoriel et l'angle zénithal (et par conséquent l'énergie); cet argument seul ne constitue pas une preuve solide.

A droite de la figure, l'efficacité relative est représentée en considérant uniquement les gerbes internes d'énergie supérieure à 10^{17} eV, limitant l'effet de l'énergie. Cette efficacité est proche de zéro pour les petites valeurs de $|(-\vec{v} \times \vec{B})_{EO}|$, et atteint 70% pour les grandes valeurs. On utilisera par la suite une relation de proportionnalité pour représenter cette variation pour reproduire l'acceptance radio expérimentale.

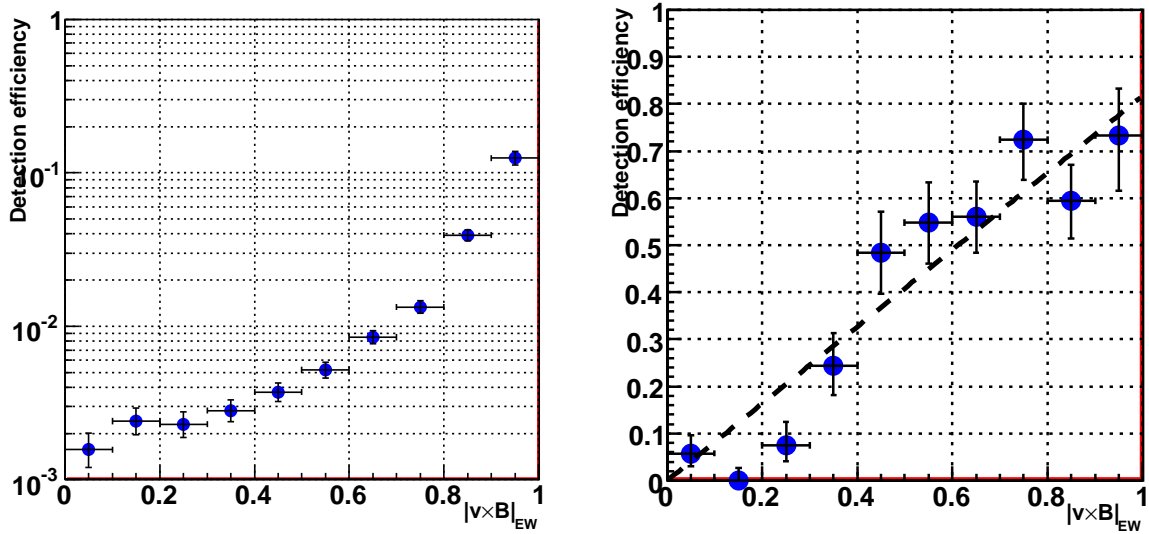


Fig. 5.1: Efficacité de détection du détecteur radio par rapport au détecteur au sol, en fonction de la composante est-ouest du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$. Gauche : Efficacité pour tous les événements reconstruits par le détecteur au sol (échelle semi-log). Droite : Efficacité pour les événements internes de plus de 10^{17} eV (échelle linéaire); et un ajustement par une droite $y = a \cdot x$.

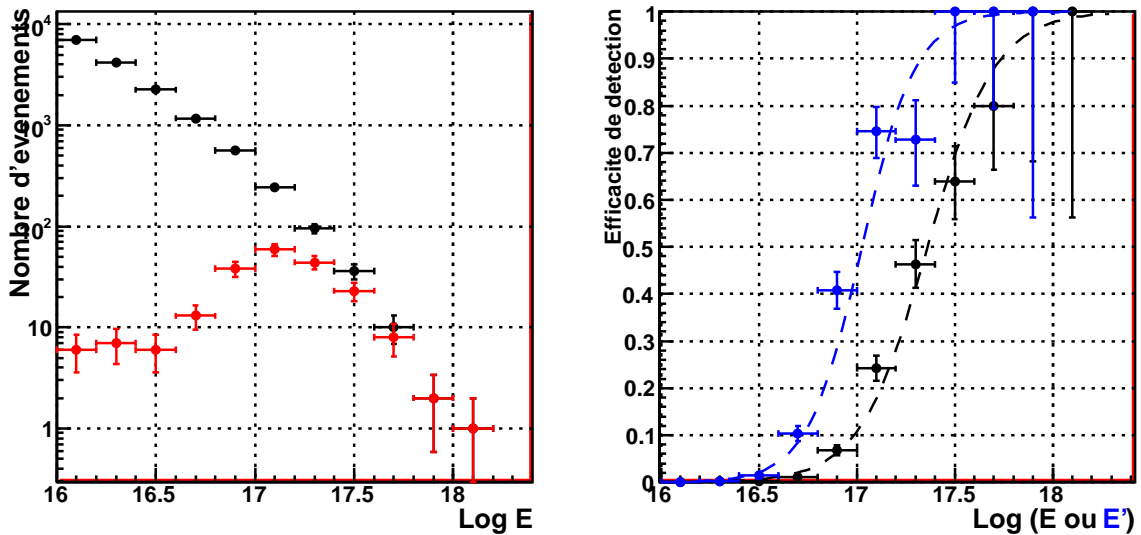


Fig. 5.2: Gauche : Histogramme de l'énergie des événements internes observés par le détecteur au sol (noir) et en coïncidence avec le détecteur radio (en rouge). Droite : Efficacité du détecteur radio par rapport au détecteur au sol, en fonction de l'énergie $\log E$ (noir) et de l'énergie multipliée par le produit vectoriel $\log E' = \log(E \cdot |(\vec{v} \times \vec{B})_{EO}|)$ (bleu). Une courbe de Fermi-Dirac a été ajustée sur chaque ensemble de points.

5.2.2 Seuil en énergie

On s'intéresse maintenant à l'efficacité de détection radio en fonction de l'énergie, qui a déjà été abordée dans la partie 3.3.4. La courbe d'efficacité avec l'énergie est reproduite en figure 5.2, droite, en noir. Nous notons tout d'abord que l'efficacité de détection atteint 50 % uniquement à partir de 2×10^{17} eV, ce qui est quatre fois plus élevé que le seuil estimé lors de CODALEMA-I à 5×10^{16} eV. C'est très important car le dimensionnement du détecteur avait été basé sur ce seuil. Compte tenu de la forme du spectre de rayons cosmiques, cela se traduit par une diminution du nombre d'événements détectés par un facteur 16. Par conséquent, on travaillera souvent au niveau du seuil de détection, les effets de bruit compliquant grandement les analyses et interprétations. La dynamique en énergie accessible pour les événements sera aussi réduite. Quatre stations de scintillateur supplémentaires ont été ajoutées par rapport au treize stations initialement prévues, permettant de doubler la surface interne et d'atteindre 80 000 m². Les détecteurs internes n'étant utiles que pour les gerbes de basse énergie et non détectées en radio, quatre détecteurs centraux ont été supprimés récemment.

Considérons maintenant le modèle d'émission en $-\vec{v} \times \vec{B}$. Dans le cas où le champ électrique serait proportionnel à la fois à l'énergie et à ce vectoriel, le produit des deux représenterait mieux la probabilité de détection. L'efficacité de détection radio en fonction de cette variable $E' = E \cdot |(\vec{v} \times \vec{B})_{EO}|$ est représentée en bleu sur la figure 5.2, droite. Ces deux courbes d'efficacité sont ajustées par des fonctions de Fermi-Dirac. On observe que l'efficacité croît plus vite (largeur de la courbe plus petite) en fonction de E' qu'en fonction de E , ce qui signifie que le produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$ joue bien un rôle dans la détection, indépendamment de l'énergie.

5.2.3 Anisotropie des taux de comptages

Une importante anisotropie dans la distribution des directions d'arrivée des rayons cosmiques radiodétectés a déjà été observée à la partie 3.3.4. Les figures obtenues sont reproduites ici, en figure 5.3, pour les événements en coïncidence contenant au moins un signal avec une antenne orientée est-ouest à gauche et nord-sud à droite. Une étude comparable a été effectuée à SUBATECH avec les événements reconstruits directement par le sous réseau de trois antennes nord-sud, menant à une distribution similaire.

Un modèle simple a été proposé pour interpréter cette anisotropie, basé sur les hypothèses suivantes. D'une part, on suppose que le champ électrique est proportionnel à $-\vec{v} \times \vec{B}$. D'autre part, on suppose que la probabilité de détection augmente avec la composante du champ électrique dans la polarisation considérée. On se place dans le domaine d'énergie où les événements en coïncidence sont observés, c'est à dire vers 10^{17} eV. Nous avons vu que pour les événements au-delà de cette énergie, cette augmentation peut être représentée par une proportionnalité (figure 5.1). La distribution zénithale des événements observés par le détecteur au sol au-delà de 10^{17} eV peut être représentée par la fonction suivante [109] :

$$\frac{dN}{d\theta} = (a + b\theta) \cos \theta \sin \theta / (1 + \exp((\theta - \theta_0)/\theta_1)) \quad (5.3)$$

Les paramètres de cet ajustement sont $a = 44.96$, $b = 0.57/^\circ$, $\theta_0 = 49.18^\circ$ et $\theta_1 = 5.14^\circ$.

Dans ce modèle simple, le nombre d'événements attendu dans une direction donnée est représenté simplement par le produit de cette acceptation zénithale et de la valeur de la composante du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$ dans la direction considérée. Cette valeur est représentée en figure 5.4, en fonction de la direction d'arrivée et pour les orientations est-ouest et nord-sud.

Les deux figures obtenues (5.1 et 5.4) sont très similaires, confortant ainsi l'hypothèse de proportionnalité du champ électrique avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$. On peut aussi montrer (référence [109]) que les distributions des angles zénithaux et azimutaux des événements radiodétectés sont bien reproduites par ce modèle, autant qualitativement que quantitativement.

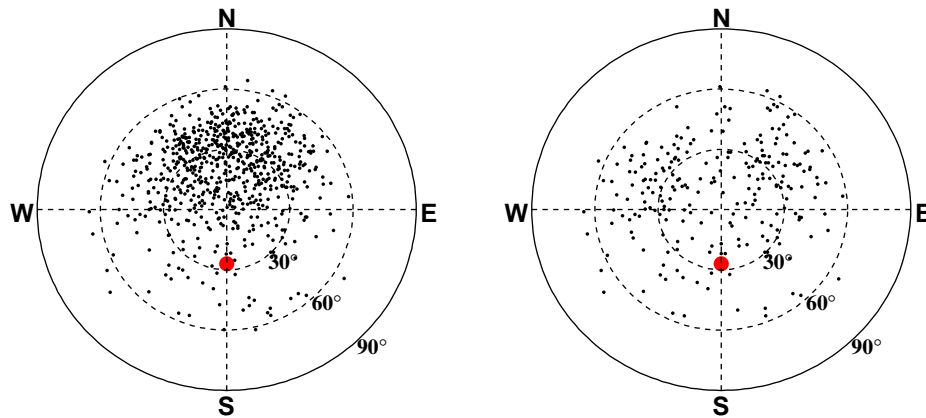


Fig. 5.3: Directions d'origine des événements observés en coïncidence sur les deux détecteurs. Gauche : Événements contenant au moins un signal en polarisation est-ouest. Droite : Événements contenant au moins un signal en polarisation nord-sud.

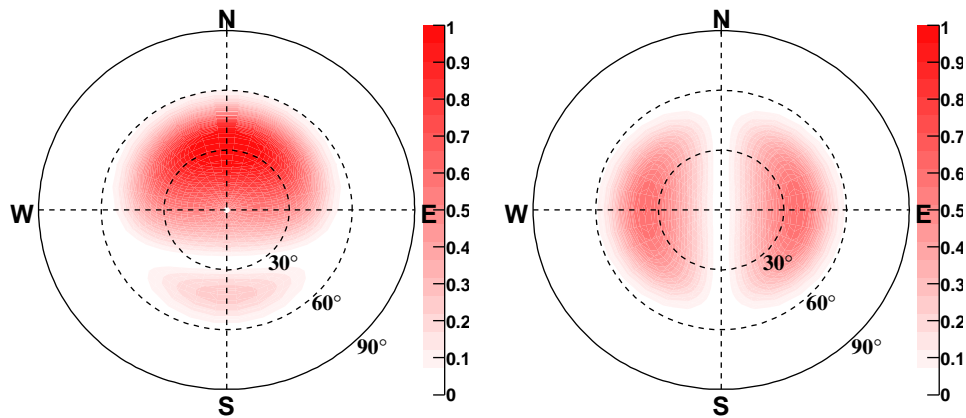


Fig. 5.4: Produit de l'acceptance du détecteur au sol de CODALEMA au-delà de 10^{17} eV et de la composante est-ouest (gauche) ou nord-sud (droite) du produit $-\vec{v} \times \vec{B}$ (valeur absolue).

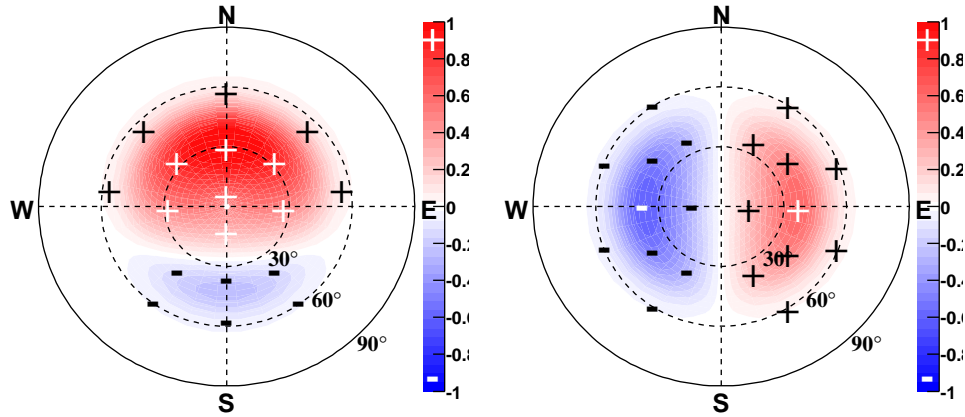


Fig. 5.5: Polarité des composantes est-ouest (gauche) et nord-sud (droite) du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$. L'échelle n'a pas d'importance ici.

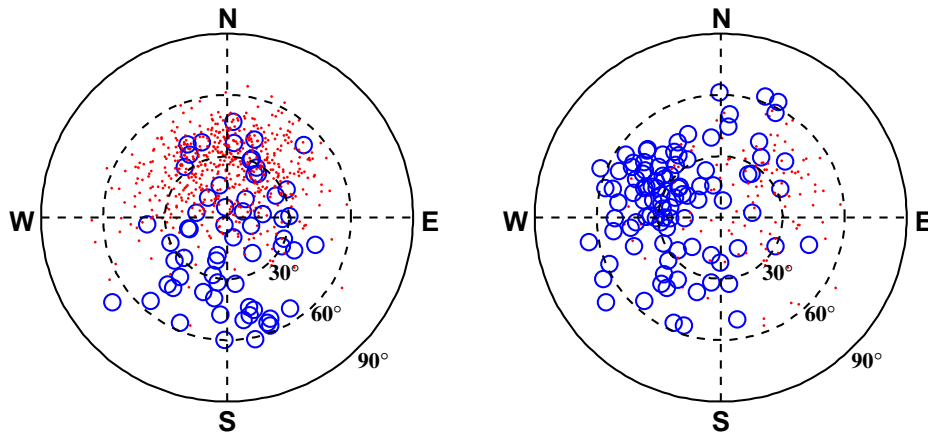


Fig. 5.6: Polarités expérimentales des signaux radio observés en coïncidence avec un rayon cosmique à Nançay, pour les antennes orientées est-ouest (gauche) et nord-sud (droite). Les points rouges représentent des signaux positifs, les cercles bleus des signaux négatifs.

Une étude similaire a été effectuée à partir des événements détectés en Argentine avec un champ géomagnétique différent et le même modèle reproduit aussi correctement les observations (voir la partie 6.2.1, p 123. ainsi que la référence [113]).

5.2.4 Polarité des signaux

A partir du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$, on peut prédire directement le signe de ses projections selon les axes est-ouest et nord-sud, en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe. Ces signes sont représentés sur la figure 5.5. Comme nous l'avons vérifié avec les signaux simulés avec ReAIRES, les signes sont conservés lors du filtrage des signaux dans la bande 23–83 MHz.

La mesure expérimentale de la polarité des signaux est plus délicate, car on ne dispose que des signaux filtrés et donc oscillants. L'extremum est alors généralement entouré d'extrema proches et d'amplitudes similaires. Le bruit peut rehausser légèrement un extremum secondaire et le transformer en extremum absolu, nuisant ainsi à l'estimation du signe du champ (l'effet sur l'amplitude et sur le temps peut cependant être faible). Toutefois, on dispose généralement de plusieurs signaux pour un événement et une orientation d'antenne donnés. En moyennant le signe

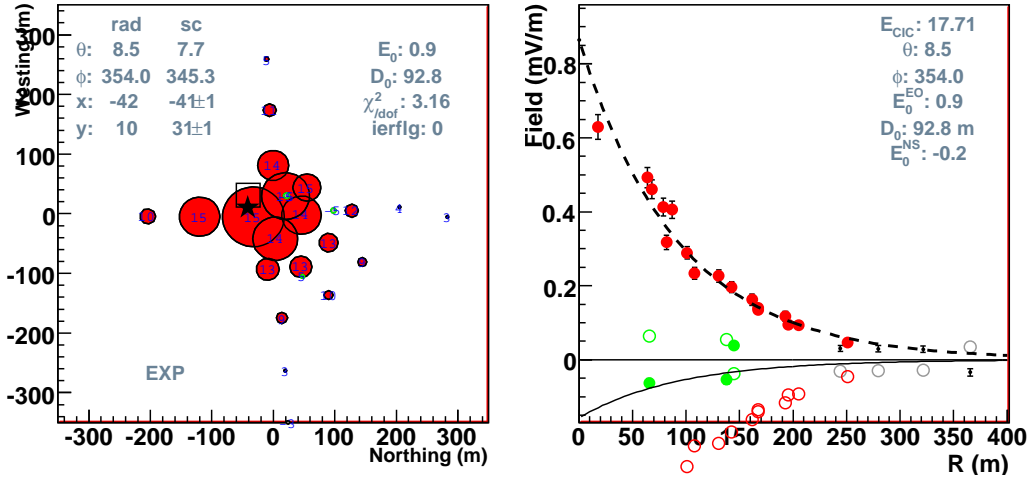


Fig. 5.7: Exemple de reconstruction de la distribution latérale du champ électrique d'un événement expérimental. Gauche : Distribution des amplitudes sur le réseau, les rayons étant proportionnels aux signaux. La position du pied obtenue à partir des données du détecteur au sol est représentée par un carré, le pied de gerbe radio par une étoile. Droite : Reconstruction des fonctions de distribution latérale, pour les antennes orientées est-ouest en rouge et nord-sud en vert. Les points noirs ne sont pas pris en compte dans l'ajustement. Les cercles représentent les symétriques des signaux par rapport l'axe des abscisse et sont là uniquement pour guider l'œil.

sur plusieurs signaux, la valeur obtenue devient plus fiable. Les signes obtenus expérimentalement et pour les deux orientations d'antennes sont représentés en figure 5.6.

Les figures 5.5 et 5.6 sont assez similaires, pour les deux orientations ; par exemple dans la polarisation est-ouest, les signaux sont majoritairement positifs pour les gerbes provenant du nord et négatifs pour les gerbes provenant du sud. Plus précisément, l'accord est de 93 % pour l'orientations est-ouest, où l'on dispose de 21 antennes au maximum ; et de 78 % pour l'orientation nord-sud, avec trois antennes au maximum et un champ en moyenne plus faible. Le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$ reproduit donc de manière satisfaisante la polarité des signaux.

5.3 Autour de la topologie du signal au sol

5.3.1 Reconstruction des distributions latérales

Comme lors de l'analyse de la simulation ReAIRES en partie 4.3.3, nous utiliserons une fonction exponentielle pour ajuster la distribution des amplitudes des signaux au sol :

$$E = E_0 \exp\left(\frac{-d}{D_0}\right) \quad (5.4)$$

où $d = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ est la distance à l'axe de la gerbe dans le plan perpendiculaire, D_0 est la distance caractéristique de décroissance du signal radio (portée) et E_0 est la valeur extrapolée du champ sur l'axe de la gerbe. Un exemple de distribution latérale radio est représenté en figure 5.7.

L'optique adoptée jusqu'ici étant d'analyser les données radio en ayant le moins possible recours aux données fournies par le détecteur de particules, nous poursuivrons ici de la même manière. En plus de limiter les biais d'analyse, cela correspond plus à l'objectif d'un réseau radio autonome. L'ajustement de la distribution latérale comporte donc quatre paramètres libres : x_0 , y_0 , E_0 et D_0 . La reconstruction de la distribution latérale est donc effectuée uniquement pour les événements possédant des signaux sur au moins quatre antennes orientées est-ouest. Les

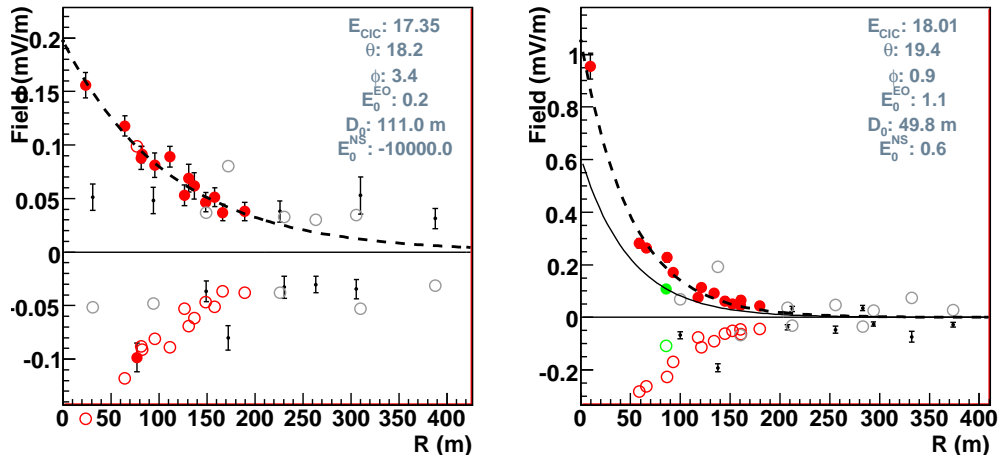


Fig. 5.8: Reconstitutions de la distribution latérale de deux gerbes provenant du nord, dans la même direction $(\theta, \varphi) \sim (19^\circ, 2^\circ)$, mais dont les distances caractéristiques D_0 sont assez différentes (111 et 50 m).

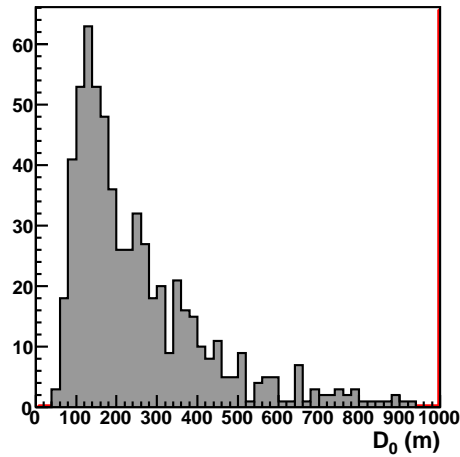


Fig. 5.9: Histogramme des distances D_0 obtenues pour tous les événements internes de multiplicité radio $m \geq 7$ et avec $D_0 < 1000$ m.

signaux expérimentaux pouvant être positifs ou négatifs selon les antennes, l'ajustement de la distribution latérale est effectué à partir de la valeur absolue des signaux. Toutefois, le signe majoritaire parmi les signaux utilisés pour cet ajustement sera attribué à la valeur de E_0 . En plus de la position du pied de gerbe radio (x_0, y_0) , le champ sur l'axe E_0^{EO} et la portée D_0 sont obtenus.

Pour la polarisation nord-sud, au mieux trois signaux sont disponibles, l'ajustement à quatre degrés de liberté est donc impossible. Un ajustement est cependant effectué en fixant le pied de gerbe et la portée aux valeurs obtenues grâce aux antennes est-ouest ; seul le paramètre E_0^{NS} est alors ajusté.

La mesure de la portée D_0 est relativement délicate pour plusieurs raisons. D'une part, on ne dispose pas systématiquement d'un nombre très important de signaux, ni d'un bon rapport signal sur bruit. Ensuite, l'extension latérale du dispositif, et à plus forte raison de la zone couverte par les antennes touchées, est de l'ordre de grandeur de la portée. L'amplitude de la variation des signaux peut alors être relativement faible, ne facilitant pas l'ajustement.

Les valeurs des portées D_0 obtenues expérimentalement sont représentées sur la figure 5.10,

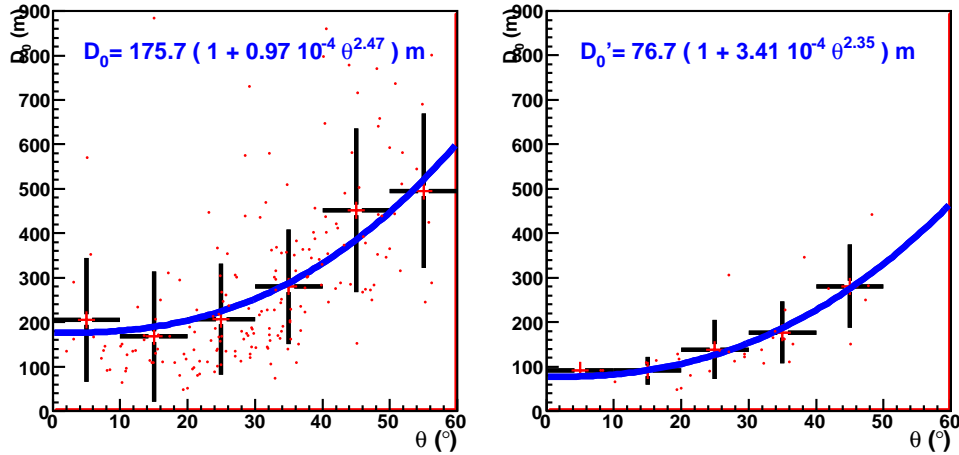


Fig. 5.10: Gauche : Représentation de la distance D_0 en fonction de l'angle zénithal θ , pour les événements de la figure 5.9. Les croix représentent la dispersion des valeurs dans chaque intervalle d'angle. Un ajustement est représenté. Droite : Idem, avec uniquement les événements de plus haute énergie ($E_{CIC} > 3 \times 10^{17}$ eV).

pour tous les événements internes observés en coïncidence sur les deux détecteurs et avec une multiplicité radio au moins égale à sept. On voit que la valeur la plus probable est proche de 150 m, mais que des distances bien plus grandes sont aussi possibles, ce qui correspond environ à deux fois la valeur obtenue avec la simulation (eq.4.24, p.96). Une partie des événements avec des grandes distances D_0 sont mal reconstruits, mais un effet d'angle zénithal existe aussi.

Certaines gerbes apparemment similaires ont parfois des profils au sol assez différents. Les deux gerbes représentées en figure 5.8 ont la même direction mais leurs portées D_0 diffèrent d'un facteur deux (la gerbe avec $D_0 = 50$ m constitue cependant un cas exceptionnel). Comme nous le verrons bientôt, il s'agit principalement d'un effet d'énergie, la seconde gerbe étant particulièrement énergétique.

5.3.2 Variation avec l'angle zénithal

Lorsqu'on considère l'ensemble des portées D_0 en fonction de l'angle zénithal (figure 5.10, gauche), on observe une augmentation avec l'angle θ , similaire à ce qui avait été obtenu pour la simulation (section 4.3.3). On peut l'interpréter simplement en terme de distance à la gerbe. L'angle zénithal augmentant, la zone d'émission s'éloigne et le signal radio est distribué sur une plus grande surface, l'empreinte au sol décroît donc moins rapidement. Cette variation peut être représentée par la fonction suivante, ajustée sur ces points :

$$D_0(\theta) = 176 (1 + 0.97 \times 10^{-4} \theta^{2.47}) \quad [\text{m}] \quad (5.5)$$

Si l'on se concentre sur les gerbes de plus de 3×10^{17} eV, on obtient la distribution représentée sur la figure de droite. On a ajusté de la même manière la fonction suivante sur ces points :

$$D'_0(\theta) = 76.7 (1 + 3.41 \times 10^{-4} \theta^{2.35}) \quad [\text{m}] \quad (5.6)$$

La distance caractéristique D_0 est largement réduite, surtout pour les gerbes verticales, par rapport au gerbes de plus basse énergie. On peut l'interpréter de la même manière par la plus grande proximité de la gerbe, la distribution du champ au sol est alors plus piquée. Cela explique que la gerbe très énergétique représentée à droite de la figure 5.8 ait une petite portée $D_0 = 50$ m. La dépendance de la portée D_0 avec l'énergie devient moins significative à grand angle zénithal, car toutes les gerbes aux énergies accessibles par notre détecteur commencent à être éloignées.

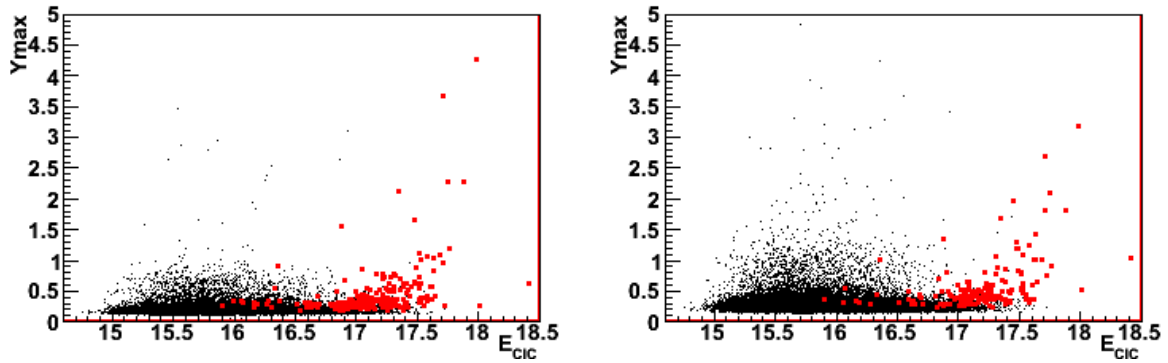


Fig. 5.11: Amplitudes des signaux filtrés obtenus pour tous les événements internes déclenchés par le détecteur au sol, en fonction du logarithme de l'énergie, pour deux antennes proches du centre du réseau (NS_4 et EO_4). Les points rouges correspondent à des signaux de rayons cosmiques, les points noirs non.

Cet effet de focalisation du champ électrique peut paraître inquiétant pour la détection des gerbes de haute énergie, mais il est contrebalancé par l'augmentation de l'amplitude absolue et la possibilité de détection à grand angle zénithal.

Toutefois, la différence entre les formules 5.5 et 5.6 est plus importante que ce que l'on aurait pu attendre compte tenu des simulations (cf. figure 4.27, p.99). Les valeurs à haute énergie $D'_0(\theta)$ ne sont pas très éloignées de ce qui est obtenu par la simulation ReAIRES (figure 4.24). Il n'est pas impossible que les mesures à plus basse énergie soient biaisées par un effet de seuil. Cela expliquerait pourquoi les distances caractéristiques D_0 obtenues avec les modèles théoriques sont plus petites que celles observées expérimentalement jusqu'à présent. Un détecteur de plus grande surface pourrait atteindre de plus hautes énergies et préciser cette variation avec l'énergie.

5.4 Dépendance avec l'énergie

Dans le cadre des modèles théoriques, nous avons vu que le champ électrique est essentiellement proportionnel à l'énergie du rayon cosmique primaire. Expérimentalement, si une dépendance est assez facile à mettre en évidence, une caractérisation précise est plus délicate à obtenir. Nous verrons notamment que la majorité des événements sont bien corrélés avec l'énergie. Toutefois, pour une petite fraction des événements le champ observé est plus grand qu'attendu. Nous ne chercherons pas ici à optimiser les critères de sélection pour purifier le lot d'événements mais simplement à caractériser le comportement de la majorité des événements.

5.4.1 Champ sur une antenne isolée

Considérons tout d'abord les signaux observés sur quelques antennes proches du centre du réseau, en fonction de l'énergie du rayon cosmique qui a déclenché l'acquisition du réseau de scintillateur. La figure 5.11 représente le maximum du champ électrique filtré obtenu sur les antennes NS_4 et EO_4 pour tous les événements internes observés par le détecteur au sol. Le seuil en énergie du détecteur radio étant bien plus élevé que celui du détecteur au sol, une majorité de ces maxima ne correspondent pas à des signaux de gerbe (représentés en noir) ; les signaux radio de gerbes sont représentés en rouge. Pour les signaux de bruit, nous ne disposons pas de direction d'origine (la notion même de direction n'a pas forcément de sens, par exemple pour un bruit diffus galactique ou un bruit électronique), les lobes des antennes ne sont donc pas déconvolués. Pour permettre la comparaison, les signaux de gerbes ne sont pas non plus

déconvolués des lobes.

Il apparaît qu'au-delà de 10^{17} eV les signaux de gerbes sont généralement plus importants que les signaux de bruit éventuels. On remarque surtout déjà une corrélation entre l'amplitude des signaux radio de gerbe et l'énergie des rayons cosmiques qui les ont générés, et ce même sans corriger de la distance à l'axe de la gerbe² ni du terme d'émission en $-\vec{v} \times \vec{B}$.

5.4.2 Utilisation de la topologie du signal au sol, paramètre E_0

Pour caractériser la relation liant le champ électrique à l'énergie du rayon cosmique, une possibilité est de s'intéresser à la corrélation de la valeur E_0 du champ est-ouest extrapolée sur l'axe à partir de la reconstruction de la distribution latérale.

Si la corrélation est toujours présente, quelle que soit la sélection d'événements effectuée (critères de qualité, seuil en énergie, etc.) et la correction choisie (angle zénithal, mécanisme d'émission), les paramètres de la calibration absolue et les dispersions relatives obtenues fluctuent légèrement. Nous n'utiliserons ici presque aucune sélection, c'est-à-dire que nous considérerons tous les événements internes à moins de 50° (pour avoir une estimation de l'énergie fiable) et avec au moins quatre signaux radio de gerbes en polarisation est-ouest pour pouvoir ajuster la fonction de distribution latérale. Nous comparons ici l'énergie estimée du rayon cosmique primaire E_{CIC} à quatre variables :

1. la valeur absolue de la composante est-ouest du champ estimé sur l'axe : $Y_1 = |E_0|$;
2. la valeur corrigée de la composante : est-ouest du produit vectoriel $Y_2 = |E_0|/|(\vec{v} \times \vec{B})_{EO}|$;
3. une valeur dérivée de la précédente : $Y_3 = |E_0|/(|(\vec{v} \times \vec{B})_{EO}| + 0.1)$, tentative de variante basée sur le produit vectoriel qui n'est probablement valable qu'au premier ordre (permet par exemple de prendre en compte un autre mécanisme d'émission quand le terme en $-\vec{v} \times \vec{B}$ est nul) ;
4. une valeur prenant en compte une atténuation avec l'angle zénithal sous la forme d'un $\cos \theta$, inspiré de la formule d'Allan : $Y_4 = |E_0|/(|(\vec{v} \times \vec{B})_{EO}| \cdot \cos \theta)$.

Ces valeurs sont confrontées à l'énergie E_{CIC} sur la figure 5.12, avec un nuage de point en échelles logarithmiques en haut, et en terme de $\Delta E/E$ en bas. Nous voyons en haut qu'une corrélation apparaît, mais sur un sous-ensemble des points uniquement. Les points correspondant à une énergie faible ($< 10^{16.7}$ eV par exemple) peuvent probablement être écartés pour l'instant car ils correspondent aux quelques gerbes ayant donné un signal mesurable parmi les très nombreuses gerbes à ces énergies.

Au-delà de cette énergie, les mesures sont probablement plus représentatives. On observe alors une dépendance relativement linéaire entre l'énergie et la valeur radio, plus quelques signaux radio beaucoup plus grands que prévus. Une sélection d'événements plus poussée permettrait de supprimer une grande partie de ces points, comme présenté dans la référence [114] (voir figure 5.13).

Comme annoncé précédemment, nous nous concentrerons uniquement sur les signaux correctement corrélés. Pour simplifier l'analyse, nous supposons une proportionnalité entre les variables Y_i et l'énergie $Y_i = C_i \cdot E_{CIC}$ de manière à extraire la constante de proportionnalité C_i . Les valeurs obtenues sont indiquées dans le tableau 5.1, pour les quatre fonctions Y_i considérées. La dispersion des points correspondante est représentée sous la forme de $\Delta E/E = (Y_i - E_{CIC})/E_{CIC}$ en bas de la figure 5.12. Ces distributions sont ajustées à l'aide de fonctions gaussiennes, permettant de représenter la dispersion des événements corrélés tout en laissant de côté les événements pathologiques. Les résultats obtenus sont aussi représentés dans le tableau 5.1.

Les erreurs relatives obtenues avec ces différentes fonctions sont proches de 30 %, et on voit que la corrélation est légèrement meilleure lorsque l'on considère le terme d'émission en

²Les antennes choisies ici sont relativement proches du centre du réseau, les gerbes internes sont généralement à moins de 200 m de ces antennes.

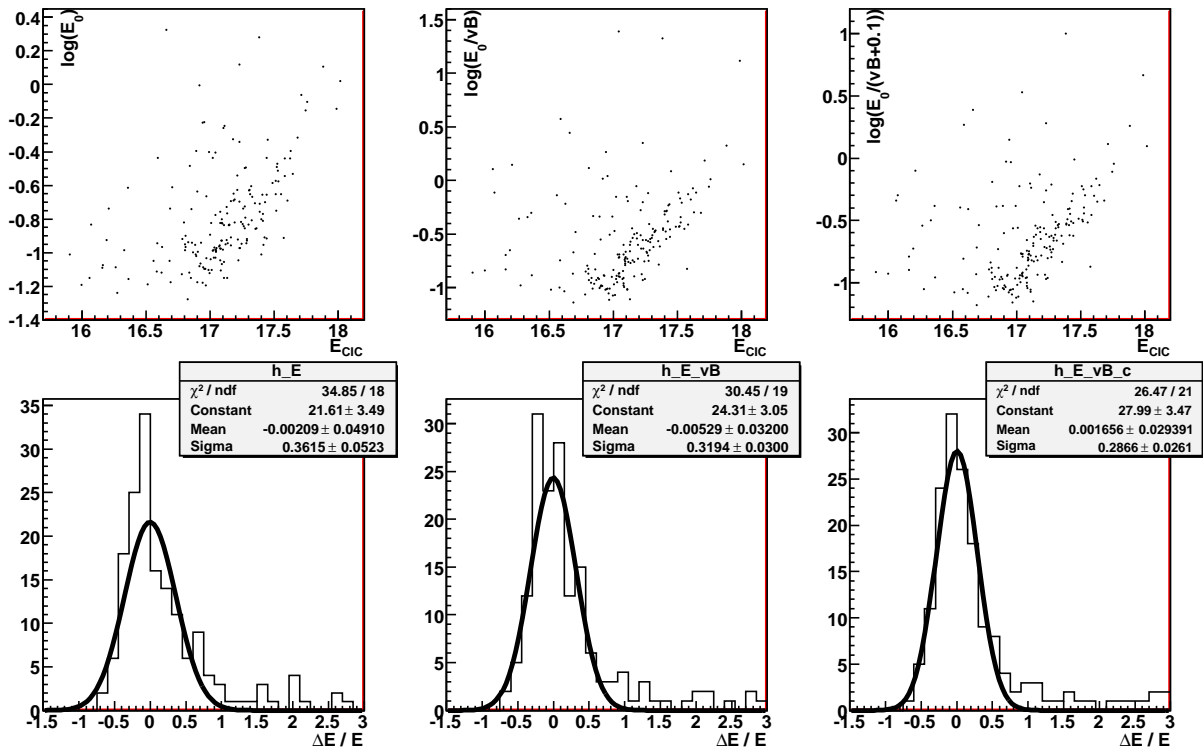


Fig. 5.12: Haut : Corrélation entre les valeurs Y_1 , Y_2 et Y_3 estimées à partir des signaux radio (cf. texte) et l'énergie estimée par les scintillateurs. Tous les événements internes de multiplicité au moins égale à 4 et avec $\theta < 50^\circ$ sont représentés, soit 187 événements. Bas : Dispersion entre l'énergie estimée par le dispositif radio et le réseau de scintillateurs, en utilisant comme estimateurs les fonctions Y_i . Un ajustement par une fonction gaussienne est représenté.

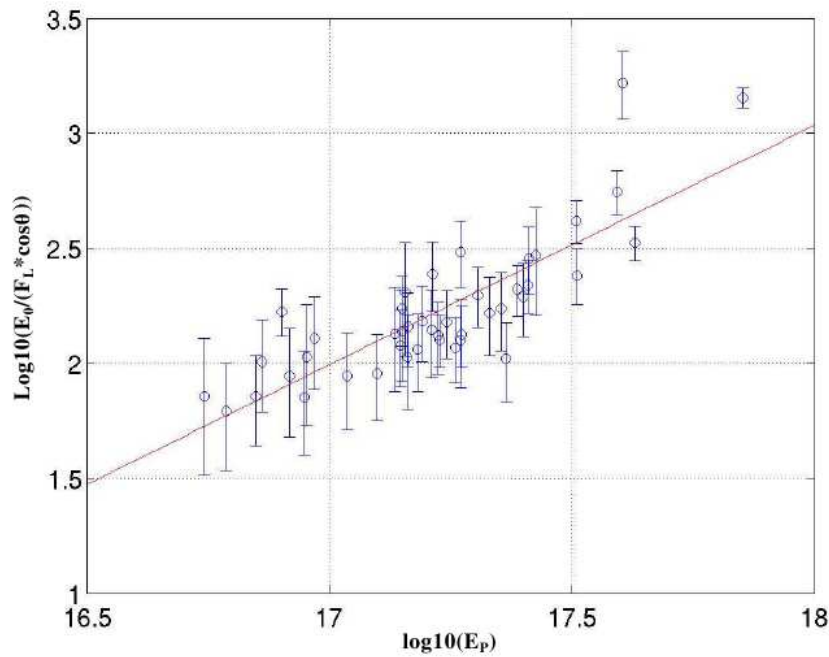


Fig. 5.13: Figure équivalente aux figures présentées ci-dessus, pour une sélection de 44 événements internes avec un profil radio exponentiel propre et en travaillant dans la bande 37–70 MHz (thèse de T. Saugrin [114]).

	C_i (mV/m)	C_i ($\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$)	$\sigma_{\Delta E/E}$
$Y_1 = E_0 $	0.098	1.64	0.36
$Y_2 = \frac{ E_0 }{ (\vec{v} \times \vec{B})_{EO} }$	0.144	2.41	0.32
$Y_3 = \frac{ E_0 }{ (\vec{v} \times \vec{B})_{EO} + 0.1}$	0.123	2.05	0.29
$Y_4 = \frac{ E_0 }{ (\vec{v} \times \vec{B})_{EO} \cdot \cos \theta}$	0.178	2.96	0.31
Y_5 (signaux individuels, fonction similaire à Y_4)	0.093	1.55	0.39

Tab. 5.1: Coefficients obtenus lors des corrélations des valeurs radio Y_i avec l'énergie E_{CIC} .

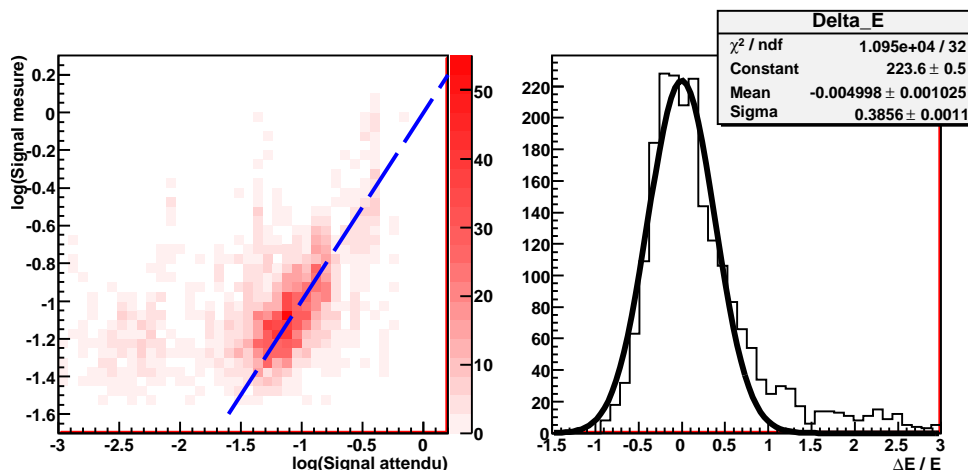


Fig. 5.14: Gauche : Représentation du champ mesuré sur chaque antenne en fonction du champ prédit à partir des données obtenues avec le détecteur de surface. Les signaux de tous les événements utilisés pour obtenir la figure 5.12 sont utilisés, en cumulant pour toutes les antennes.

Droite : Dispersion relative entre les valeurs radio mesurées et les valeurs prédites.

$-\vec{v} \times \vec{B}$ que lorsqu'on ne le prend pas en compte. Il semblerait que la tentative de modification Y_3 améliore la corrélation, mais les données ne permettent pas de trancher pour l'instant. Nous allons donc continuer à considérer simplement le produit vectoriel, éventuellement avec le cosinus de l'angle zénithal, tout en gardant à l'esprit qu'il pourrait probablement être affiné.

Les constantes de proportionnalité C_i sont indiquées pour une énergie de rayons cosmique exprimée en unité de 10^{17} eV, afin d'obtenir une valeur directement comparable à la formule d'Allan (eq. 5.1, p.101) valant $20 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$. Ici, la formule Y_4 est la plus proche de celle d'Allan et conduit à une constante $C_4 = 3 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$. Les valeurs de C_i obtenues sont un ordre de grandeur en dessous de la valeur initiale proposée par Allan, mais cette valeur a été contestée et revue à la baisse par la suite (9.2, puis $1.6 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ [69]). La valeur est aussi inférieure à la valeur obtenue par la collaboration LOPES de $11 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ [96].

5.4.3 Cumul des données de toutes les antennes

Une autre approche a aussi été utilisée, reposant sur une mesure indépendante de la direction et de la position du pied de la gerbe. A partir des formules obtenues précédemment ($-\vec{v} \times \vec{B}$, $D_0(\theta)$), on peut corréler directement le signal radio de chaque antenne individuellement à l'énergie E_{CIC} . Cette méthode présente l'avantage d'être moins dépendante de la qualité de la reconstruction de la distribution latérale et permet éventuellement de calculer l'énergie à partir d'un seul signal (la direction et la position de la gerbe étant obtenues indépendamment); au prix toutefois de l'utilisation de formules moyennées.

Nous utiliserons ici la distance caractéristique $D_0(\theta)$ paramétrée de l'équation 5.5, et la dépendance avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$. Nous supposons aussi une proportionnalité avec l'énergie du rayon cosmique primaire E_{CIC} . Connaissant la distance de l'antenne par rapport à l'axe de la gerbe grâce au détecteur au sol, nous pouvons estimer le champ qui devrait être mesuré par une antenne grâce à la formule suivante :

$$E_{ant} = C_4 \cdot E_{CIC} \cdot (-\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \exp \frac{-d}{D_0(\theta)} \quad (5.7)$$

Le paramètre C_4 est inconnu à ce stade. La corrélation précédente est toujours observée lorsque l'on représente la valeur du champ mesuré en fonction du champ attendu, calculé grâce aux données des scintillateurs, pour les signaux cumulés de toutes les antennes (figure 5.14, gauche). Nous pouvons alors ajuster la constante de proportionnalité ($1.55 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ ici), puis estimer la résolution comme précédemment (figure de droite). Les valeurs ont été portées à la fin du tableau 5.1 (sous l'appellation Y_5 , à comparer avec Y_2 utilisant la même formule).

La résolution est légèrement dégradée par rapport à la méthode précédente (+7% par rapport à Y_2), mais elle utilise beaucoup plus de signaux radio. Les constantes de proportionnalité sont comparables, la différence étant probablement attribuable à la valeur de $D_0(\theta)$ fixe.

Finalement, quelle que soit la méthode utilisée, la constante de proportionnalité est proche de $2 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ et la résolution est comprise entre 30 et 40%. La corrélation est meilleure lorsque le terme d'émission $-\vec{v} \times \vec{B}$ est pris en compte. D'autres modifications de la fonction utilisée ont été testées, comme l'ajout d'un terme constant lorsque le terme en $-\vec{v} \times \vec{B}$ est négligeable ou une fonction d'atténuation avec l'angle zénithal. Cependant, les données ne permettent probablement pas de trancher sur ces points en se basant uniquement sur la qualité de la corrélation.

Les résultats obtenus dans cette étude sont similaires à ceux obtenus dans l'analyse présentée dans la thèse de Thomas Saugrin [114]. Par exemple, la constante de proportionnalité obtenue à partir de la figure 5.13 est de $2.60 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$. Le résultats correspondant ici est la fonction Y_4 , la constante trouvée étant $2.96 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$. L'écart n'est pas très important (<13%) et peut être dû à la fonction d'énergie légèrement différente (loi de puissance ou simple proportionnalité), la bande de fréquence différente utilisée lors de l'analyse, un lot de données ainsi qu'une sélection d'événement différents. Cette analyse est actuellement affinée et une publication est en cours de préparation.

5.5 Vers de nouvelles observables ?

Nous allons présenter ici quelques pistes de nouvelles observables possibles. Il s'agit d'études préliminaires et de descriptions plus qualitatives que quantitatives, cependant un certain nombre de corrélations sont observées. Des développements au niveau de l'analyse et du matériel pourraient probablement améliorer notablement des résultats pour en faire des observables intéressantes.

5.5.1 Le rayon de courbure

La méthode de calcul du rayon de courbure du front d'onde radio exposée lors de l'analyse des signaux simulés avec ReAIRES (p.96) est maintenant appliquée aux données expérimentales. Un exemple d'ajustement des résidus en temps par une parabole est représentée en figure 5.16, gauche.

L'estimation des rayons de courbure requiert une bonne précision sur la mesure du temps de passage du front d'onde sur chaque antenne, les résidus en temps dus à la courbure étant de l'ordre de la dizaine de nanoseconde, comme on le voit sur l'exemple de reconstruction. Or le détecteur de CODALEMA n'est pas particulièrement adapté à cette mesure. D'une part, avec

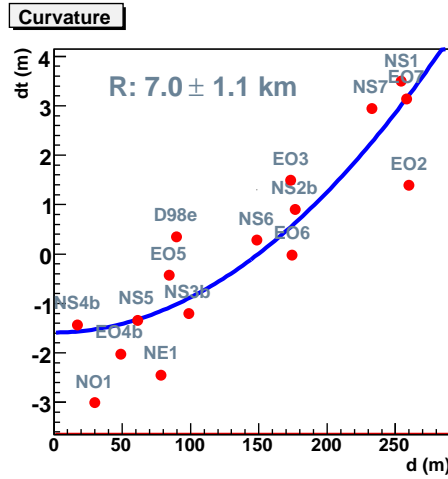


Fig. 5.15: Exemple d'ajustement de rayon de courbure à partir des résidus en temps.

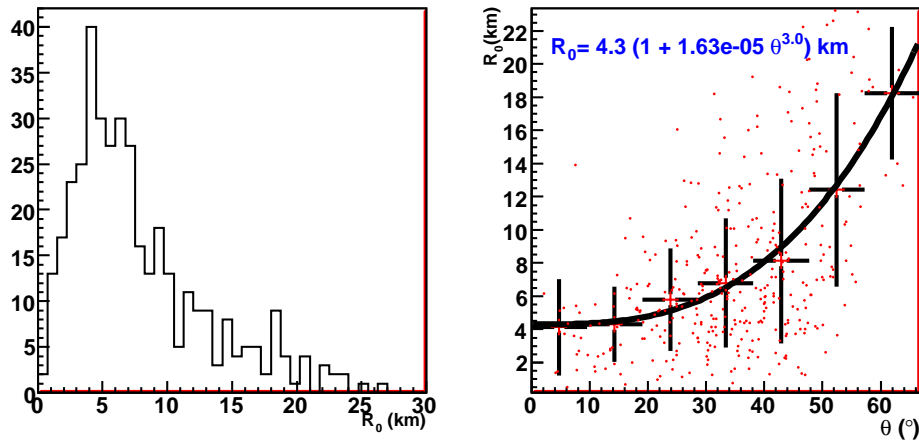


Fig. 5.16: Gauche : Histogramme des rayons de courbures obtenus pour 382 événements (sélection : multiplicité > 6 et erreur sur R_0 inférieure à 30 km). Droite : Distribution des rayons de courbure en fonction de l'angle zénithal, pour les mêmes événements.

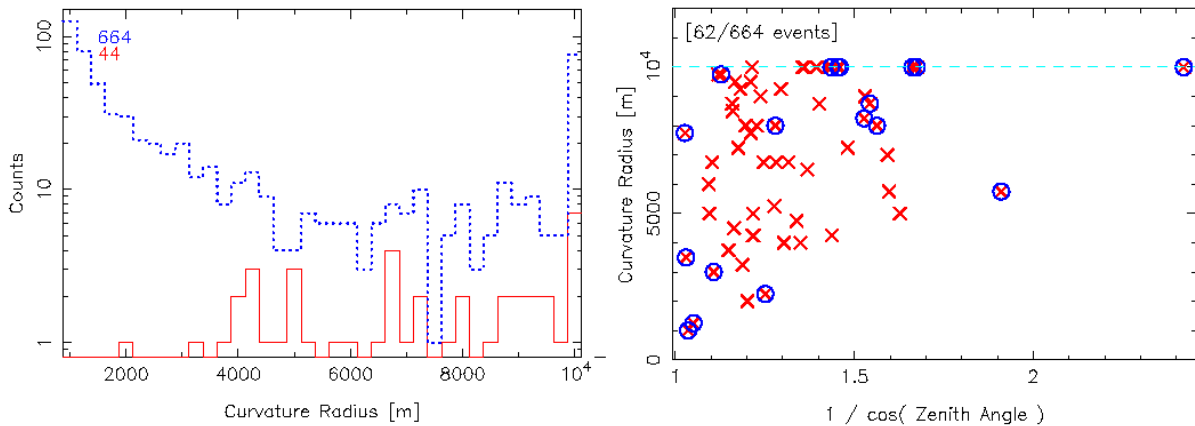


Fig. 5.17: Figures correspondant aux figures ci-dessus, publiées en 2008 par la collaboration LOPES, pour une sélection de 44 événements. Les 18 événements additionnels entourés sur la figure de droite correspondent à des conditions orageuses [115].

le filtrage dans la bande 23–83 MHz, le signal oscille avec une demi-période d'environ 10 ns. Si un extremum secondaire est marqué à la place de l'extremum vrai, une erreur de 10 ns est alors présente. Ce phénomène est souvent visible pour les événements contenant quelques signaux de signe différent des autres. Mais surtout, malgré la mesure à priori précise des retards de câbles et des positions des antennes, des décalages systématiques variant selon les antennes de quelques nanosecondes jusqu'à 20 ns ont été observés, à partir des signaux de gerbes³, et ne sont pas expliqués à l'heure actuelle. Par conséquent, les rayons de courbure mesurés affichent une grande variabilité et il est difficile de définir de bons critères de qualité pour sélectionner les événements.

Toutefois, les valeurs sont généralement proches de 5 km. On peut faire apparaître une dépendance avec l'angle zénithal, comme c'est représenté sur la figure 5.16, droite. Pour des gerbes peu inclinées, le rayon moyen est moins important que celui obtenu avec la simulation ReAIREs (5 km contre 7), mais les comportements sont similaires et les valeurs semblent converger à plus grand angle zénithal, vers 15 km à 60°.

La précision expérimentale est très approximative pour l'instant, cependant la possibilité de mesurer un rayon de courbure a été démontrée. Avec un dispositif adapté à cette mesure et une analyse optimisée, il serait peut-être envisageable de corrélérer la mesure du rayon de courbure avec une variable comme le X_{max} et on pourrait donc espérer obtenir une information sur la nature du rayon cosmique primaire ; mais cela reste à démontrer.

5.5.2 Les spectres en fréquences

Nous avons vu lors de l'étude théorique que la largeur temporelle des signaux radio augmente avec la distance à l'axe, à cause de la géométrie et probablement aussi à cause des effets de cohérence et des mécanismes d'émission. Expérimentalement, les signaux sont filtrés car le bruit à basse fréquence est très important. On n'a donc pas accès à la largeur du signal en temps. Cependant, cela a aussi un effet sur le contenu en fréquence dans la bande que l'on utilise.

Deux spectres en fréquences issus des signaux radio d'un même événement sont représentés en figure 5.18, pour une antenne proche et une antenne éloignée du pied de gerbe. La pente moyenne S de ce spectre entre 25 et 80 MHz a été estimée, en unité arbitraire par MHz, et on voit sur cet exemple qu'elle diminue avec la distance à l'axe d .

Cet indice S a été estimé pour une sélection d'événements dont la reconstruction radio est propre et est représenté en fonction de la distance de l'antenne au pied de gerbe en figure 5.19. Pour avoir un point de comparaison, l'indice S a été évalué pour le bruit de fond, la valeur moyenne est 0.5 u.a./MHz avec une dispersion de 5, valeur bien sûr indépendante de la distance à la gerbe. On observe sur la figure une diminution de l'indice spectral avec la distance à la gerbe. Concrètement, plus la distance à la gerbe est importante, plus le signal est contenu dans les basses fréquences. Regardé autrement, cela veut dire que la portée D_0 diminue avec la fréquence.

Il serait certainement intéressant d'estimer proprement l'effet de la distance sur les pentes de ces spectres en fréquences. Il serait alors possible d'en extraire la variation de la portée avec la fréquence $D_0(\nu)$, qui serait un paramètre utile lors de la conception d'un grand détecteur radio (choix de la bande de fréquence utilisée, du pas de réseau).

³La résolution typique sur la valeur de cet offset est inférieure à la nanoseconde, mais l'origine des offsets est inconnue.

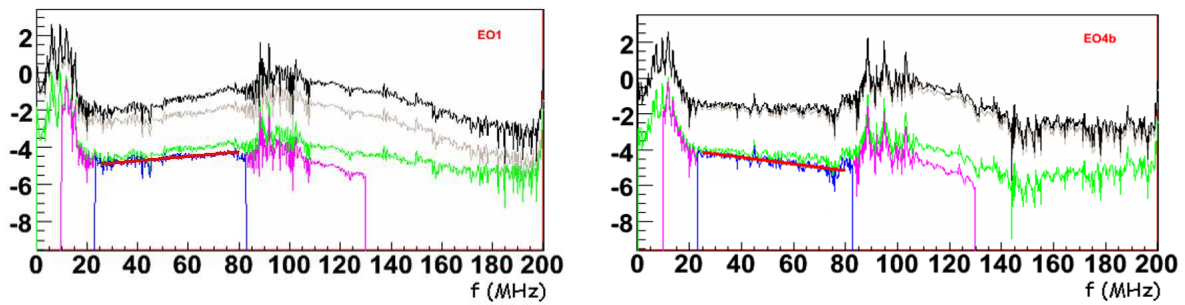


Fig. 5.18: Ajustement du spectre de puissance des signaux de rayons cosmiques (droite rouge) entre 25 et 80 MHz, permettant d'obtenir l'indice spectral $S = dP/dFreq$ (pente). Ces spectres correspondent au même événement, pour une antenne proche du pied de gerbe (gauche) et une antenne plus lointaine.

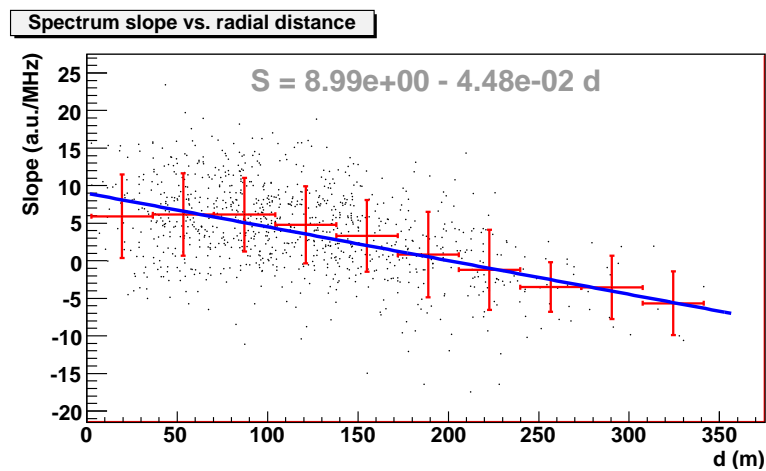


Fig. 5.19: Dépendance de l'indice spectral des signaux S en fonction de la distance à l'axe de la gerbe d , en unité arbitraire par MHz, pour une sélection d'événements.

5.6 Bilan

5.6.1 Vers une formule générale extraite des données de CODALEMA–II

Le détecteur de CODALEMA–II a permis d'étudier le champ électrique produit par les gerbes de rayons cosmiques. Contrairement aux générations de détecteurs précédentes, CODALEMA–II permet d'observer l'émission radio des gerbes tout en disposant d'une estimation de l'énergie au coup par coup, fournie par le détecteur au sol. Par rapport à l'autre expérience contemporaine LOPES, le détecteur CODALEMA–II permet d'observer clairement les signaux de gerbes indépendamment sur chaque signal d'antenne, là où un produit de corrélation entre tout les signaux est nécessaire avec l'expérience LOPES pour faire apparaître le signal de gerbe.

La première leçon tirée de cette analyse est probablement que le seuil en énergie de notre dispositif radio est environ quatre fois plus élevé que ce qui avait été évalué précédemment. Cela a un effet important car la statistique des événements radio est nettement plus faible que prévue, la dynamique en énergie des rayons cosmique observée est diminuée d'autant. De plus, comme on travaille relativement proche du seuil de détection, l'analyse est plus difficile. Même si l'on dispose déjà de données bien plus complètes que lors des précédentes expériences, un détecteur de surface plus importante sera probablement nécessaire pour une caractérisation fine de l'émission radio des gerbes.

Un autre résultat important est que les observations sont bien reproduites en considérant un champ électrique proportionnel au produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$, comme suggéré par les modèles théoriques. Il s'agit bien sûr d'une description au premier ordre, d'autres contributions pouvant intervenir, par exemple à plus grande distance.

L'observation de la distribution de champ au sol par CODALEMA-I avait mis en évidence une variation exponentielle du champ avec la distance à l'axe ; cette même fonction décrit généralement bien les événements observés avec CODALEMA-II. La portée D_0 a pu être mesurée sur un grand nombre d'événements, et sa variation avec l'angle zénithal a été mise en évidence.

Une corrélation en énergie a été obtenue, la valeur du champ sur l'axe est proche de $3 \mu\text{V}/\text{MHz}$, dépendant légèrement de la méthode, de la formule et des critères de sélection d'événements utilisés.

L'effet de l'angle zénithal sur la portée D_0 a été estimé, cependant son influence sur l'amplitude globale du champ n'a pas été obtenue expérimentalement. Notons que le détecteur au sol limite l'acceptance aux grands angles zénithaux car le nombre de particules au sol varie beaucoup avec l'épaisseur d'atmosphère traversée.

La variation semble être beaucoup plus faible pour les signaux radio, sinon l'effet aurait été simple à mettre en évidence. La simulation ReAIRES suggère avec la fonction $F(\theta)$ une variation d'un facteur proche de deux entre 0 et 60° , ce qui est compatible avec le $\cos \theta$ présent dans la formule d'Allan, nous allons donc adopter cette dépendance en cosinus.

Nous pouvons maintenant regrouper des différentes dépendances obtenues au sein d'une unique formule, permettant de reproduire le champ électrique observé à Nançay, dans la bande 23–83 MHz :

$$\vec{E} = 178 \frac{\text{Energie}}{10^{17} \text{ eV}} (-\vec{v} \times \vec{B}) \cos \theta \exp\left(\frac{-d}{D_0(\theta)}\right) \quad [\mu\text{V}/\text{m}] \quad (5.8)$$

où la portée D_0 est donnée par la relation suivante : $D_0(\theta) = 176 (1 + 0.97 \times 10^{-4} \theta^{2.47})$ m. Nous avons vu que cette formule permet d'associer une valeur de champ sur l'axe de la gerbe E_0 qui permet de retrouver l'estimation de l'énergie estimée par détecteur au sol avec une précision de 30 % (hors cas pathologiques non représentés par la gaussienne utilisée). Cette formule permet aussi d'estimer chaque signal individuellement avec une précision de 40 %.

Cette formule représente donc relativement bien les signaux observés dans les conditions de CODALEMA, c'est à dire proche du seuil de détection du dispositif de 2×10^{17} eV, jusqu'à des

distances à la gerbe de l'ordre de 300 m, avec la valeur du champ géomagnétique de Nançay et un filtrage dans la bande 23–83 MHz.

On peut généraliser cette formule en introduisant l'amplitude du champ géomagnétique B valant $47\mu\text{T}$ à Nançay (le vecteur \vec{B} ayant été défini unitaire). Pour obtenir une formule plus facilement comparable, on peut aussi la rapporter à une bande de 1 MHz, en supposant que le spectre en fréquence est plat et que cela n'a un effet que sur la constante initiale :

$$\vec{E}_\nu = 3.0 \frac{B}{47 \mu\text{T}} \frac{\text{Energie}}{10^{17} \text{ eV}} (-\vec{v} \times \vec{B}) \cos \theta \exp\left(\frac{-d}{D_0(\theta)}\right) \quad [\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}] \quad (5.9)$$

Les mesures indiquent cependant que la portée $D_0(\theta)$ diminue avec la fréquence et avec l'énergie, mais ces dépendances n'ont pas encore été estimées.

5.6.2 Discussion

Un effet géomagnétique est clairement visible dans les données. Cet effet est bien représenté au premier ordre par un champ électrique proportionnel au vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$, en amplitude et en polarisation. Cet effet de polarisation est fondamental pour l'interprétation des données et donc pour la détection radio en général.

Ce produit vectoriel apparait naturellement dans le modèle d'émission de gerbe ponctuelle très proche de l'axe de la gerbe (< 100 m), et jusqu'à des distances plus importantes avec une simulation de gerbe réaliste (300 m). Cependant, cette dépendance avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$ est une approximation, même dans les simulations. Il serait intéressant de mesurer le champ plus précisément, à plus grande distance et notamment à plus grande énergie pour caractériser l'émission radio des gerbes.

Concernant la discrimination possible des modèles d'émission, les résultats obtenus indiquent clairement une forte domination d'un effet géomagnétique. Nous avons vu que les dépendances sont bien reproduites par les modèles d'émission que nous avons étudié. Si la simulation ReAIRES comporte probablement un problème au niveau des l'amplitudes de signaux obtenues, elle reproduit correctement la dépendance avec la polarisation, ainsi que l'évolution qualitative de la portée D_0 et du rayon de courbure du front de gerbe R_0 avec l'angle zénithal.

L'étude expérimentale de ce rayon de courbure mériterait d'être optimisée, afin d'évaluer son intérêt potentiel en terme de mesure de X_{max} et donc de la masse des rayons cosmiques primaires.

Afin de réduire les incertitudes et d'estimer la puissance de cette méthode de détection, l'analyse de ces données doit être affinée mais un réseau plus grand sera sûrement nécessaire, et c'est dans ce cadre que s'insère le chapitre qui suit, où nous allons tenter d'évaluer la possibilité de créer un grand réseau de détection ainsi que l'effet des incertitudes actuelles sur les résultats attendus.

Chapitre 6

Une fenêtre sur l'avenir

Maintenant que l'on a fait le point sur la connaissance actuelle de l'émission radio liée aux rayons cosmiques de haute énergie, nous allons nous tourner vers l'avenir, vers une détection à plus grande échelle. Cependant, la radiodétection n'en est pas encore au même stade de maturité que les techniques classiques que sont les détecteurs au sol et les détecteurs de fluorescence. Certains points restent flous et demandent des éclaircissements avant de pouvoir évaluer exactement les performances de cette technique, en terme de statistique et de résolution en masse. De nouveaux instruments sont en cours de développement pour répondre à ces questions et éventuellement commencer à bénéficier des informations radio, avec notamment le détecteur AERA à l'Observatoire Pierre Auger. Une simulation de réseau radio a été développée ; nous la détaillerons et tenterons d'évaluer les performances d'un réseau du type d'AERA.

6.1 Ce qu'il reste à comprendre sur la radio détection

Si la première détection radio des rayons cosmique a maintenant 45 ans, la compréhension du phénomène d'émission radio des gerbes atmosphériques n'est malheureusement toujours pas complète. Nous avons observé un certain nombre de dépendances, parmi lesquelles :

- une proportionnalité du champ avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$;
- une distance caractéristique de décroissance du champ avec la distance à l'axe de la gerbe D_0 de l'ordre de 100 à 200 m pour les gerbes peu inclinées, ainsi qu'une estimation de la variation avec l'angle zénithal ;
- une quasi proportionnalité avec l'énergie ;
- un rayon de courbure du front d'onde radio généralement proche de 5 km, et sa variation avec l'angle zénithal.

Cependant ces mesures sont limitées entre autres par :

- la faible statistique liée à la faible surface du détecteur ;
- la faible extension latérale du réseau d'antenne, du l'ordre de la taille caractéristique de l'empreinte radio de la gerbe (surtout pour les gerbes inclinées) ;
- une statistique extrêmement faible pour les gerbes inclinées, limitée par l'acceptance du détecteur au sol ;
- l'incertitude sur la réponse de la chaîne d'acquisition, principalement au niveau de la simulation des antennes ;
- les effets de seuils et la faible dynamique en énergie des rayons cosmiques radiodéfectés.

Au delà des affinements possibles des valeurs obtenues expérimentalement, il faudrait aussi :

- S'assurer de la validité du modèle $-\vec{v} \times \vec{B}$ lorsque l'on s'éloigne de la gerbe. Affiner ce modèle, qui n'est qu'une description au premier ordre.
- Etudier l'effet de l'angle zénithal sur le champ radio. Le traditionnel $\cos \theta$ que l'on a repris est extrêmement peu contraint par les mesures expérimentales actuelles, pas plus qu'il ne

découle naturellement de modèles.

- Etudier la détection avec des stations autonomes, et un trigger radio.
- Etudier la résolution en énergie, la mesure de la nature du primaire, etc.

Parallèlement à ce travail, il va falloir réussir à reproduire correctement l'ensemble des résultats expérimentaux à partir de modèles, de simulations, qui permettent d'interpréter correctement les résultats et de les extrapoler de manière fiable.

Pour cela, d'avantage de données expérimentales sont nécessaires, notamment à plus grande distance de l'axe de la gerbe. Cela conduit naturellement à des gerbes de plus haute énergie, il va donc falloir couvrir d'avantage de surface. Les réseaux d'antennes actuels de CODALEMA et LOPES sont câblés à une acquisition centrale et déclenchés par un réseau de détecteur au sol câblé lui aussi, qui limite en outre l'acceptance zénithale du dispositif. Cette technique devient difficilement envisageable pour des réseaux beaucoup plus grands. Il devient alors nécessaire de développer des stations de radiodétection pouvant fonctionner de manière autonome, à la manière des détecteurs de particules actuellement utilisés sur les grands réseaux. En plus des composantes habituelles de ce type de détecteurs, il faut utiliser un système de déclenchement autonome capable de sélectionner les signaux transitoires. Malheureusement, les bruits transitoires dans le domaine des radiofréquences sont actuellement assez peu connus. Il faut aussi minimiser l'émission radio de la station d'acquisition elle même pour ne pas perturber la mesure du champ sur les antennes situées à proximité.

Nous allons présenter différents projets de détecteurs autonomes avant de nous intéresser à une simulation développée pour étudier un futur réseau de détection radio, en tirant parti de l'expérience acquise grâce au détecteur CODALEMA.

6.2 Nouveaux détecteurs en développement

6.2.1 Prototypes de station autonome

Les différents prototypes à l'Observatoire Pierre Auger

Pour préparer le passage à des stations autonomes sur de grandes surfaces, plusieurs équipes ont installé des prototypes en Argentine, à l'Observatoire Pierre Auger. Il y a eu à l'heure actuelle principalement trois types de détecteurs installés :

1. Des antennes câblées à une acquisition centralisée et déclenchée par des scintillateurs spécialement installés au niveau du BLF (Balloon Launch Facility). C'est l'œuvre d'une équipe issue principalement de la collaboration LOPES, en utilisant des antennes log-périodiques (LPDA pour Log Periodic Dipole Antenna).
2. Des stations autonomes déclenchées par la radio installées par un groupe majoritairement hollandais, au niveau du BLF aussi et utilisant aussi les LPDA.
3. Des stations autonomes déclenchées sur les signaux radio, installées à proximité du CLF (Central Laser Facility) par un groupe issu de CODALEMA, et utilisant notamment les dipôles actifs développés pour Nançay. Ce dispositif est baptisé RAuger pour Radio Auger.

Le premier système a permis d'observer quelques centaines d'événements déclenchés par des scintillateurs et en coïncidence avec le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger, à la manière de ce qui se fait déjà en Europe avec LOPES et CODALEMA. Le second système repose sur un déclenchement autonome et n'a pour l'instant pas détecté de signaux radio de gerbe. Enfin, le dispositif RAuger a permis la première détection autonome de gerbe avec un trigger radio en 2007 [116, 101], et est toujours le seul à ce jour à l'avoir fait.

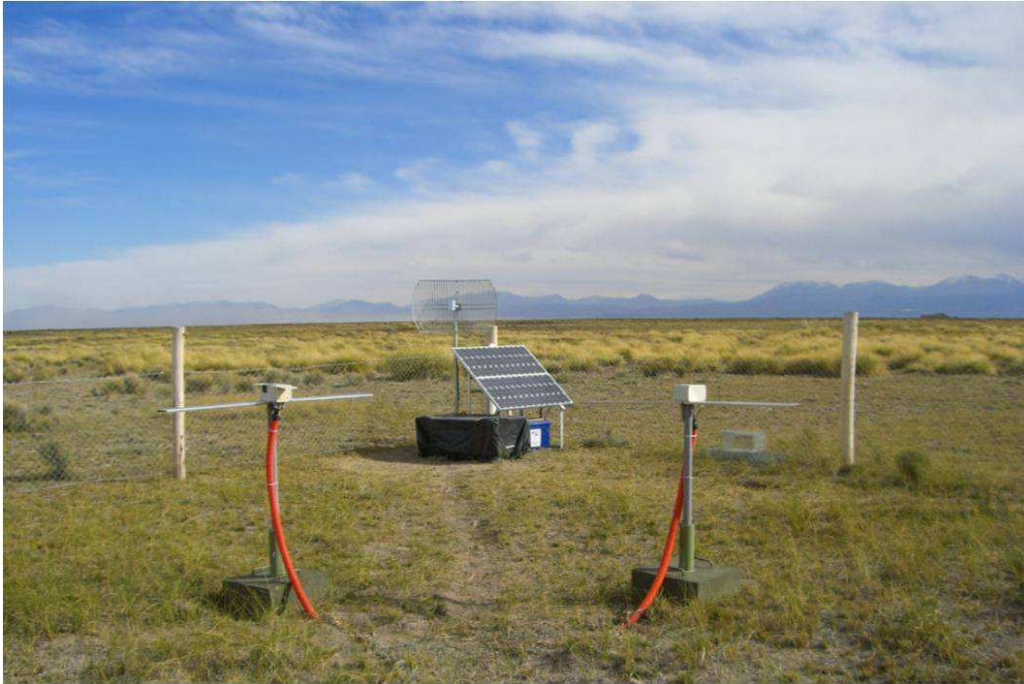


Fig. 6.1: Une des stations RAuger, au milieu de la Pampa, les Andes en arrière plan.

Le dispositif RAuger

Une première génération de stations autonomes, représentée en figure 6.1 a été développée à Nantes en utilisant le dipôle actif conçu pour CODALEMA, un oscilloscope numérique portable *Tektronic THS730A*, une carte trigger dédiée, une carte électronique UB (pour Unified Board) du détecteur de surface d'Auger ainsi qu'un GPS, un système de communication Wifi et un système d'alimentation par panneau solaire. Les données sont transférées par Wifi au niveau d'un ordinateur central situé au CLF, à environ 1 km [101].

Trois stations de ce type ont été installées fin 2006 en Argentine, disposées aux extrémités d'un triangle équilatéral de 140 m de côté autour de la cuve Apolinario, comme indiqué sur la figure 6.2. Chaque station contient deux antennes orientées selon les axes est-ouest et nord-sud, le trigger étant effectué avec la première.

Après quelques interventions pour diminuer le bruit généré par la station elle même et ajuster les seuils de déclenchement, les premiers signaux radio de rayons cosmiques en déclenchement autonome ont été observés mi 2007 [116]. La distribution des directions d'arrivée des événements ainsi détectés est indiquée sur la figure 6.3, gauche. L'excès d'événements visible au sud est normal car le champ magnétique est orienté au nord en Argentine. Le modèle simplifié $-\vec{v} \times \vec{B}$ est représenté à droite, et il reproduit ici aussi correctement la distribution des événements observés.

Grâce à des prototypes développés rapidement, principalement à partir de composants existant, le dispositif de RAuger a donc permis de franchir une étape importante vers la détection radio autonome de rayons cosmiques.

6.2.2 CODALEMA - 1 km² ?

En vue d'un élargissement du dispositif de CODALEMA à Nançay et dans la perspective d'un réseau plus vaste ailleurs, une seconde génération de stations autonome a été développée.

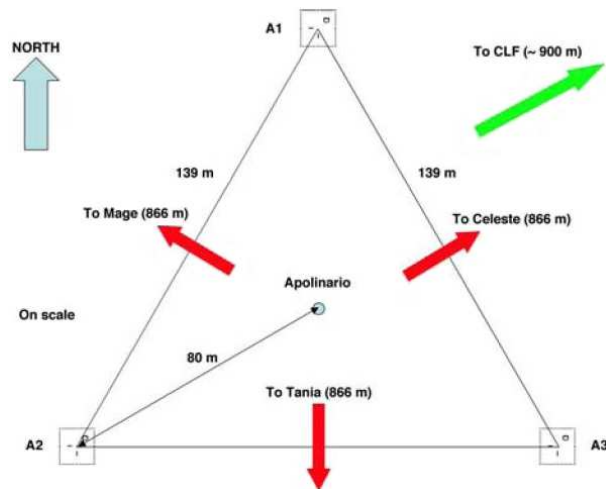


Fig. 6.2: Schéma d'implantation des trois stations de RAuger autour de la cuve Apolinario.

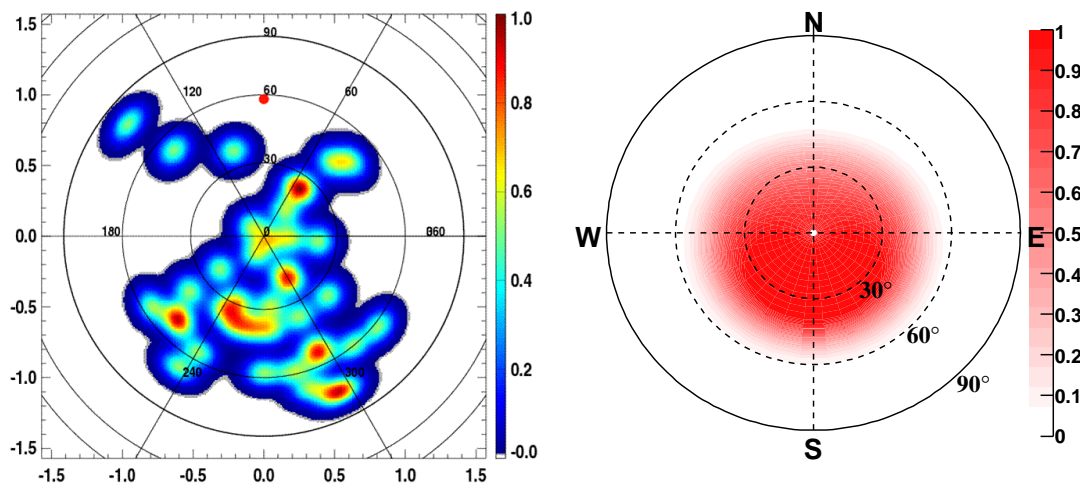


Fig. 6.3: Gauche : directions d'arrivée des événements vus en coïncidence avec Auger, déclenchés sur les signaux des antennes est-ouest. Les directions d'arrivée sont données par le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger, les directions ont été lissées par une gaussienne de largeur 10° . La direction du champ géomagnétique est indiquée par un point rouge. Droite : Produit de la composante est-ouest du produit vectoriel $-\vec{v} \times \vec{B}$ par une estimation de l'acceptance zénithale d'Auger.

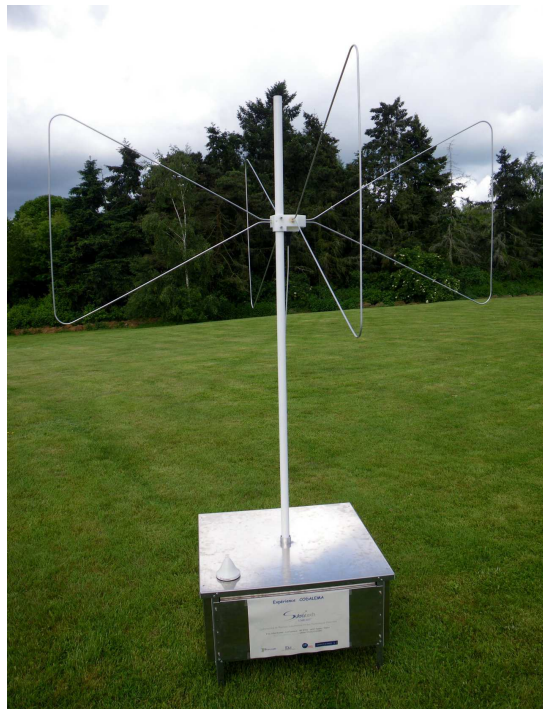


Fig. 6.4: Nouvelle station autonome avec ses antennes, sans le système d'alimentation solaire.

La nouvelle station autonome

Cette station autonome de seconde génération est actuellement testée à Nançay, dans le but de couvrir une surface plus importante, que ce soit à Nançay ou ailleurs comme en Argentine. Cette station, composée notamment d'éléments développés spécialement, est représentée en figure 6.4.

Elle a été conçue pour fonctionner dans un premier temps avec un trigger simple, de type seuil sur un signal filtré. Une attention particulière a été portée au bruit électromagnétique généré, car : d'une part il faut que le bruit ne perturbe ni le trigger, ni l'acquisition (bande 20–90 MHz) et d'autre part qu'il ne soit pas gênant pour les autres instruments de la Station de Radioastronomie de Nançay (plus hautes fréquences).

L'acquisition est construite de façon modulaire, autour de cartes d'acquisition MATAcq, dont une version a été adaptée pour l'occasion par le LAL (carte 14 bits, 1 Gs sur 2 voies), et d'une carte contenant un ordinateur embarqué sous Linux.

Une nouvelle antenne *Butterfly* a été développée, que l'on peut voir sur la figure 6.4. Il s'agit encore d'un dipôle actif travaillant proche de la résonance (qui est assez large), ayant comme pour le dipôle de CODALEMA l'avantage d'une réponse en fréquence relativement constante et des lobes isotropes. L'antenne a été ajustée pour avoir une plus grande sensibilité entre 20 et 80 MHz, sans la rendre directive. Le préamplificateur bas bruit de CODALEMA, qui a fonctionné sans incident pendant quatre ans à Nançay, a été repris.

Perspectives de développement à Nançay

Une première phase d'installation de stations autonomes à Nançay doit avoir lieu à proximité du dispositif actuel de CODALEMA. Cette phase devrait permettre de tester les stations dans un environnement calme du point de vue électromagnétique, tout en bénéficiant des données fournies par le détecteur CODALEMA. La fiabilité des stations et le trigger autonome notamment doivent être approfondis avant de passer à une plus grande surface. Un jalon important a été franchi

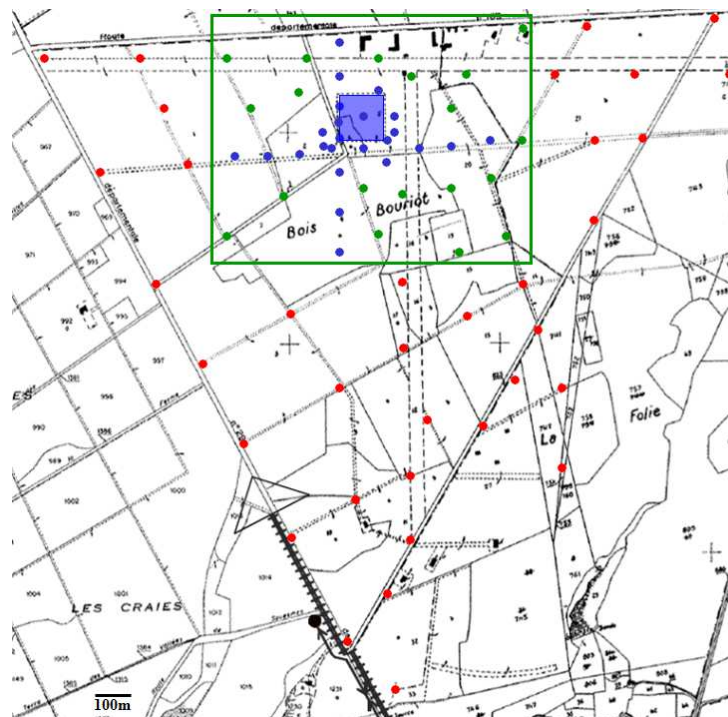


Fig. 6.5: Proposition de schéma d'implantation de stations autonomes à Nançay. Le dispositif actuel est représenté en bleu, la densification du réseau actuel est indiquée par des points verts, et l'extension possible à une plus grande surface est représentée par des points rouges.

début août avec le premier rayon cosmique observé par cette nouvelle station, à Nançay et avec un déclenchement autonome.

L'étude de l'émission radio des gerbes pourrait aussi être améliorée par une densification du réseau, le réseau existant en croix n'étant pas très adapté à un certain nombre d'études ainsi que par l'ajout d'antennes mesurant les deux polarisations nord-sud et est-ouest.

A moyen terme, il est aussi prévu de couvrir plus de surface à Nançay, comme illustré sur la figure 6.5. On doit cependant s'interroger sur la possibilité, conjointement au développement du réseau radio, du développement d'un réseau de scintillateurs permettant d'analyser les signaux radio obtenus.

6.2.3 AERA - 20 km²

Les différents efforts sur la radiodétection à Auger se sont progressivement regroupés au sein d'un groupe de travail sur un projet commun, récemment baptisé AERA pour Auger Engineering Radio Array. Ce groupe travaille à la définition d'une future station autonome, produite en environ 150 exemplaires pour couvrir une surface de 20 km².

Le site d'AERA

Plusieurs extensions de l'Observatoire Pierre Auger sont en cours d'installation à proximité du télescope de fluorescence Coihueco :

- HEAT (High Elevation Auger Telescopes) : Trois télescopes additionnels regardant au dessus du champ de vue des télescopes de Coihueco (30 à 60° d'élévation contre 0 à 30°). Cela permet d'observer la totalité du développement des petites gerbes tombant devant Coihueco [117].

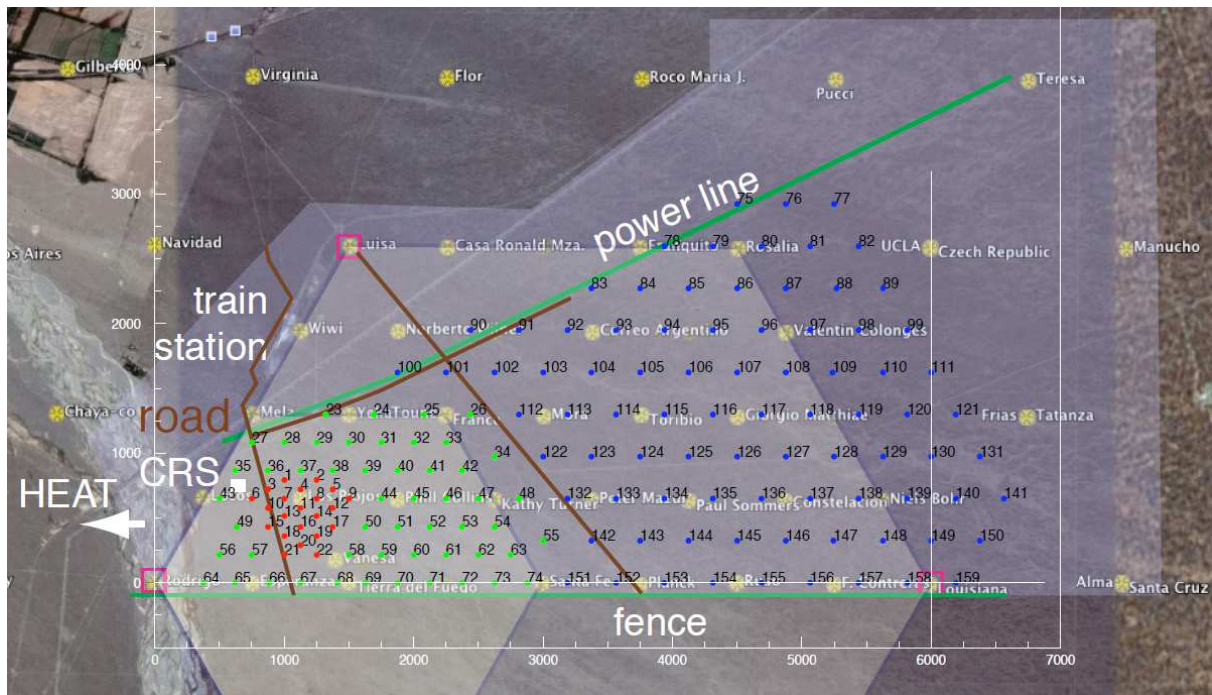


Fig. 6.6: Schéma d'implantation du futur réseau AERA, à proximité du site d'AMIGA (grand hexagone grisé). Il est prévu d'installer d'abord les stations du cœur dense représentées en rouge, puis les augmenter la surface avec les stations représentées en vert et en bleu. Les cuves d'Auger sont représentées en jaune.

- AMIGA (Auger Muon and Infill for the Ground Array) : 85 paires de détecteurs supplémentaires installées devant Coihueco, chacun composé d'une cuve à proximité de laquelle est enterré un détecteur de muon de 30 m² [117].

L'ensemble de ces instruments permettra d'abaisser le seuil de détection jusqu'à environ 10¹⁷ eV et d'étudier la composante muonique des gerbes. Un des objectifs est l'étude de la composition du rayonnement cosmique entre 10¹⁷ et 10¹⁹ eV, bande d'énergie dans laquelle doit se produire la transition galactique – extragalactique. Cela en fait l'endroit idéal pour installer un réseau d'antennes de 20 km². D'une part, la statistique est augmentée par l'abaissement du seuil en énergie. D'autre part, de nombreuses informations sur des gerbes sont disponibles pour la confrontation avec les signaux radio. Finalement, l'Observatoire Pierre Auger pourrait aussi bénéficier des mesures radio pour une analyse (multi-)hybride.

Etat actuel

D'un point de vue matériel, si les spécifications de la future station d'AERA ont été décidées, le choix des éléments de la station n'est pas encore effectué. Différents prototypes sont en cours de finalisation et sont actuellement testés, au niveau du *bac à sable*, à savoir là où les précédents prototypes ont été expérimentés, proche du CLF et du BLF.

Au niveau de l'acquisition et de l'analyse, l'intégration du futur détecteur radio au programme d'analyse de l'Observatoire Pierre Auger est en cours ; programme ayant d'ailleurs déjà servi pour analyser les données acquises au BLF. Les modèles d'émission REAS2, ReAIRES et de courant transverse sont en train d'être interfacés pour pouvoir comparer leurs prédictions entre eux et avec les futures données.

Les travaux sur le site d'AERA, pour installer le conteneur contenant l'acquisition centrale (CRS pour Central Radio Station) et le système de communication sont sur le point de commen-

cer. Le schéma d'implantation choisi pour les stations autonomes est indiqué en figure 6.6. Le déploiement des stations doit être effectué progressivement, en débutant par un cœur plus dense d'une vingtaine de stations espacées de 144 m, avant de couvrir des surfaces plus importantes en augmentant le pas du réseau (250 puis 433 m).

6.3 Simulation de réseau

Au moment de la conception du réseau AERA, les seules simulations de réseau de détecteurs radio existantes étaient basées sur des résultats de gerbes simulées. Or on sait que les simulations ne reproduisent pas encore correctement le champ électrique généré par les gerbes de rayon cosmique, notamment la portée D_0 plus faible que mesurée alors qu'il s'agit d'un paramètre crucial pour le dimensionnement du réseau. Une simulation de réseau basée sur les mesures de CODALEMA a donc été réalisée, en essayant de s'affranchir autant que possible des différentes incertitudes expérimentales. Il en résulte une simulation de réseau, qui reproduit correctement les résultats de CODALEMA et de RAuger, et qui permet d'estimer le nombre d'événements attendu avec AERA.

6.3.1 Principes de la simulation

Idee : L'objectif est d'extrapoler les résultats de CODALEMA pour estimer le nombre d'événements attendu pour un autre réseau. La représentation paramétrique du champ électrique basée sur les résultats de CODALEMA est utilisée pour simuler le champ électrique créé par les gerbes. Des gerbes sont tirées sur un réseau d'antennes, puis on regarde le nombre d'antennes touchées (c'est-à-dire celles pour lesquelles le signal est plus grand qu'un seuil). On étudie ensuite, pour différentes géométries de réseau ou pour différents jeux de paramètres, le nombre d'événements attendu. Il s'agit essentiellement de transposer les taux de comptages obtenus à CODALEMA à un autre réseau, en prenant soin de limiter les effets des incertitudes (voir p.130).

Formule utilisée

La formule utilisée pour calculer le champ électrique a été obtenue de la même manière que celle présentée à la partie 5.4.3 (p.114) basée sur le cumul des données de toutes les antennes individuelles. Les formules utilisées ici sont similaires à celle présentées précédemment, mais diffèrent légèrement car cette étude a été effectuée avant, avec un lot de données légèrement différent.

$$\vec{E} = 2.3 \left[\frac{\mu\text{V}}{\text{m.MHz}} \right] \cdot \Delta\nu [\text{MHz}] \cdot \frac{\text{Energy} [\text{eV}]}{10^{17}} \cdot (-\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{B [\mu\text{T}]}{47} \times \cos \theta \cdot \exp \frac{-d}{D_0(\theta)} \left[\frac{\mu\text{V}}{\text{m}} \right] \quad (6.1)$$

avec $D_0 = 159.3 + 0.080 \theta^2$ m. Les fonctions paramètres $D_0(\theta)$ et la constante globale ont été ajustées à partir des résultats représentés en figure 6.7¹.

Cette fonction va servir de base pour l'ensemble des calculs qui vont suivre. Les effets des incertitudes liées à la dispersion des résultats seront discutés par la suite.

Tirage Monte Carlo

On utilise dans cette simulation un réseau d'antennes défini à priori. Différents dispositifs ont été étudiés : le réseau de CODALEMA, les trois stations de RAuger, un réseau régulier carré et un réseau régulier hexagonal (Fig. 6.8). Dans le cas des réseaux réguliers, le pas du réseau est ajustable.

Les différents paramètres des rayons cosmiques primaires sont ensuite tirés aléatoirement :

¹Figure analogue à la figure 5.10, légèrement différente car cette analyse est plus ancienne.

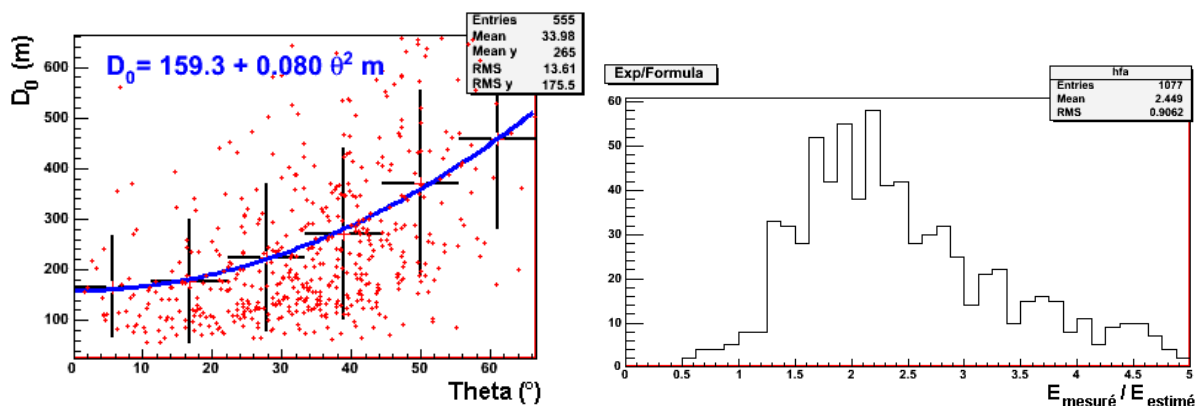


Fig. 6.7: Gauche : Distributions des distances caractéristiques D_0 en fonction de l'angle θ . Les valeurs moyennes et les dispersions par intervalle en θ sont indiquées par les croix noires. Un ajustement du nuage de points est indiqué en bleu. Droite : Histogramme du rapport entre le champ mesuré divisé par la formule 6.1 avec une constante initiale unitaire, pour les signaux individuels de chaque antenne. Cet histogramme est utilisé pour déterminer cette constante initiale.

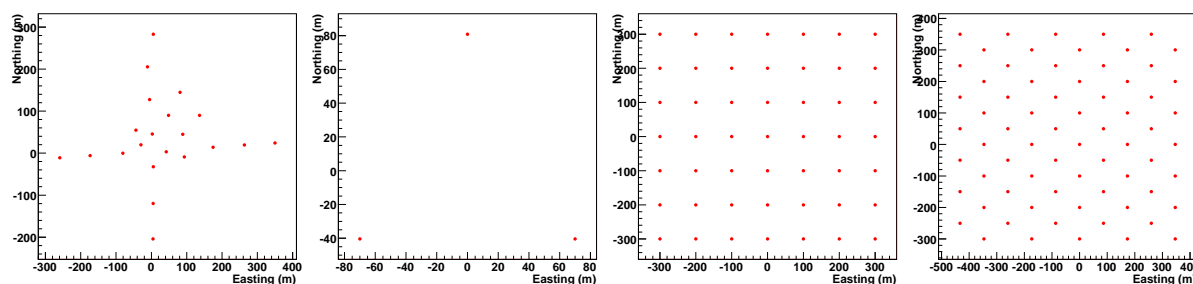


Fig. 6.8: Réseaux d'antennes utilisés pour la simulation. De gauche à droite : le réseau de CODALEMA, celui de RAuger, un réseau régulier carré (pas : 100 m ici) et un réseau régulier hexagonal (idem).

1. l'énergie est tirée en suivant un spectre en loi de puissance en E^{-3} ;
2. l'angle azimutal φ est tiré selon une distribution uniforme ;
3. l'angle zénithal θ est tiré soit simplement selon un flux isotrope donc une loi en $\sin \theta \cos \theta$, soit selon une distribution représentant l'acceptance du détecteur au sol de Nançay ou de l'Observatoire Pierre Auger (voir page 138) ;
4. la position du pied de gerbe (x, y) est tirée selon une distribution uniforme.

Traitement des événements

Une fois les paramètres du rayon cosmique primaire connus, le champ est calculé à chaque position d'antenne à partir de la formule 6.1. Ce champ est ensuite multiplié par le lobe de l'antenne dans la direction de la gerbe. En pratique on a pour l'instant simplement multiplié le champ par la valeur moyenne du gain pour les événements observés en coïncidence à CODALEMA. On compare ensuite la valeur de chaque composante du champ électrique avec la valeur du bruit de fond (évalué à partir des événements de CODALEMA). Une antenne est dite *touchée* si le rapport signal/bruit est supérieur à 5, comme pour l'analyse de CODALEMA. Un événement est généralement considéré *déteçté* s'il touche au moins trois antennes à différentes positions, dans la ou les polarisations considérées.

Normalisation du flux de rayons cosmiques

La normalisation absolue avec le flux est effectuée de manière à obtenir le même flux que celui de CODALEMA. On mesure expérimentalement 8.2 ev/jour/km^2 à plus de 10^{17} eV et moins de 40° de zénith. La limite à 40° est choisie de manière à ce que les différentes fonctions d'acceptance zénithale utilisées coïncident (voir plus bas, figure 6.19 notamment). Le seuil est fixé à 10^{17} eV pour s'assurer que l'on est bien dans le domaine où le détecteur au sol de CODALEMA est efficace à 100 % pour les angles considérés.

Minimisation des erreurs systématiques

On a pris soin dans cette simulation de limiter autant que possible les erreurs systématiques issues des incertitudes expérimentales. C'est pour cela que l'on reste autant que possible en valeurs relatives, avec une simulation qui au final transpose le taux de comptage à CODALEMA en un taux de comptage dans des conditions différentes. Les valeurs absolues de champ qui apparaîtront n'auront qu'une valeur indicative. Elles ne sont pas réellement utilisées dans la simulation, car s'il a fallu les déconvoluer du dispositif expérimental pour leur donner une valeur numérique, elles sont immédiatement reconvoquées avant d'être utilisées.

Dans le cas du rapport signal/bruit par exemple, on a utilisé un bruit défini à partir des signaux de CODALEMA, déconvolués de la réponse de la chaîne d'acquisition. Cependant, la formule que l'on utilise pour le signal a été obtenue en utilisant la même déconvolution de la chaîne d'acquisition. Le rapport signal/bruit doit donc être relativement indépendant des possibles incertitudes sur la connaissance de la réponse de l'acquisition.

Autre exemple : la méthode de normalisation du flux à partir du flux mesuré à CODALEMA, et les erreurs éventuelles sur la reconstruction de l'énergie. On ne fait finalement que prolonger le flux mesuré à CODALEMA en suivant une loi de puissance pour le spectre en énergie. Quelle que soit notre échelle d'énergie, cette transposition est valable. De plus, ici aussi l'échelle d'énergie utilisée dans la formule 6.1 est la même que celle qui sert au calcul par la suite, une erreur éventuelle se compenserait encore.

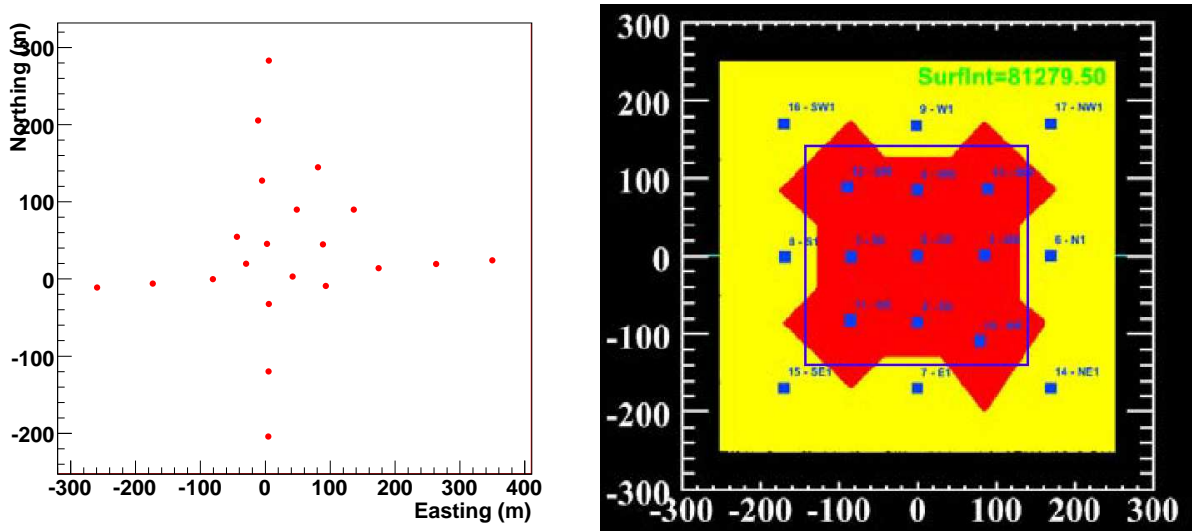


Fig. 6.9: Gauche : Réseau d'antennes utilisé pour la simulation de CODALEMA. Droite : Représentation de la zone dans laquelle sont tirés les pieds de gerbe (grand carré bleu). Ce carré de 285 m de côté représente grossièrement la zone interne réelle, indiquée en rouge. Les stations de scintillateurs sont indiquées en bleu.

6.3.2 Validation du modèle avec CODALEMA

Le dispositif de CODALEMA

Les paramètres d'entrée de la simulation sont en grande partie issus de CODALEMA : la formule de champ utilisée, le niveau de bruit, le lobe d'antenne moyen, le rapport signal/bruit nécessaire et le flux de rayons cosmiques. Pour vérification, le réseau de CODALEMA (Fig. 6.9 gauche) a été simulé, en tirant les gerbes dans une zone correspondant aux événements internes, représentée en figure 6.9, droite. On ne considère ici que les 21 antennes orientées est-ouest.

On utilise la distribution des événements de CODALEMA au-delà de 10^{17} eV, représentée par la fonction suivante [109] :

$$\frac{dN}{d\theta} = (a + b\theta) \cos \theta \sin \theta / (1 + \exp((\theta - \theta_0)/\theta_1)) \quad (6.2)$$

avec $a = 44.96$, $b = 0.57$, $\theta_0 = 49.18^\circ$ et $\theta_1 = 5.14^\circ$. Le champ magnétique utilisé est celui de Nançay.

Les résultats pour CODALEMA

La distribution des directions d'arrivée des événements détectés est représentée en figure 6.10, gauche. Comme prévu, cette distribution ressemble beaucoup à la distribution expérimentale, représentée à droite. On observe le même excès au nord, le maximum secondaire au sud, ainsi qu'un minimum le long d'une ligne passant par la direction du champ géomagnétique. Cependant, il n'y a rien de nouveau ici, la correspondance découlant directement du $-\vec{v} \times \vec{B}$ étudié dans les parties précédentes.

Plus intéressant, les courbes d'efficacité. La courbe d'efficacité simulée est représentée à gauche de la figure 6.11. Elle décolle vers 10^{17} eV, atteint 50 % autour de $10^{17.5}$ eV et s'approche de l'unité à 10^{18} eV. Expérimentalement, figure de droite, on observe le même comportement²,

²Les données expérimentales utilisées ici concernent la période de janvier 2008 à novembre 2008.

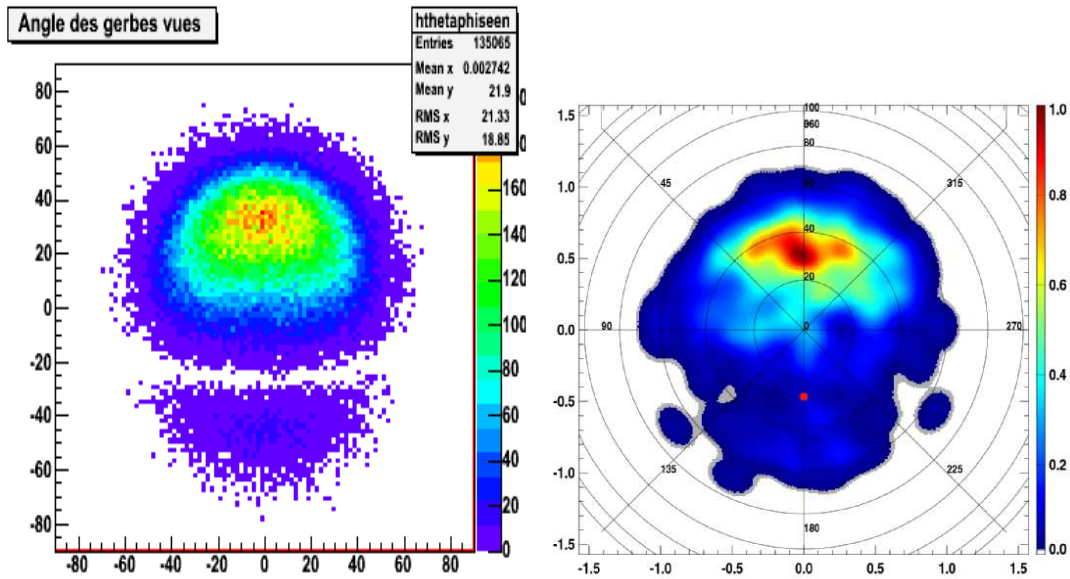


Fig. 6.10: Gauche : *Simulation de la distribution des directions d'arrivée de CODALEMA.* Droite : *Représentation lissée des directions d'arrivées des événements radio détectés expérimentalement.*

hormis un léger excès à basse énergie. Pour étudier l'effet de la statistique, plusieurs simulations ont été effectuées avec le même nombre d'événements que pendant la période expérimentale considérée. Quatre exemples de courbes d'efficacité sont donnés en figure 6.12. Ici aussi, les simulations sont assez proches de ce qui a été mesuré.

On obtient finalement un assez bon accord entre la simulation et l'expérience, aussi bien en terme de distribution des directions d'arrivée qu'en terme de courbe d'efficacité. On obtient 60 événements par la simulation, là où on en observe 124 expérimentalement. La différence est liée au démarrage un peu tardif de la courbe d'efficacité de la simulation à basse énergie (où il y a beaucoup de flux). On remarque que la simulation sous estime légèrement le nombre d'événements, elle est donc plutôt conservatrice.

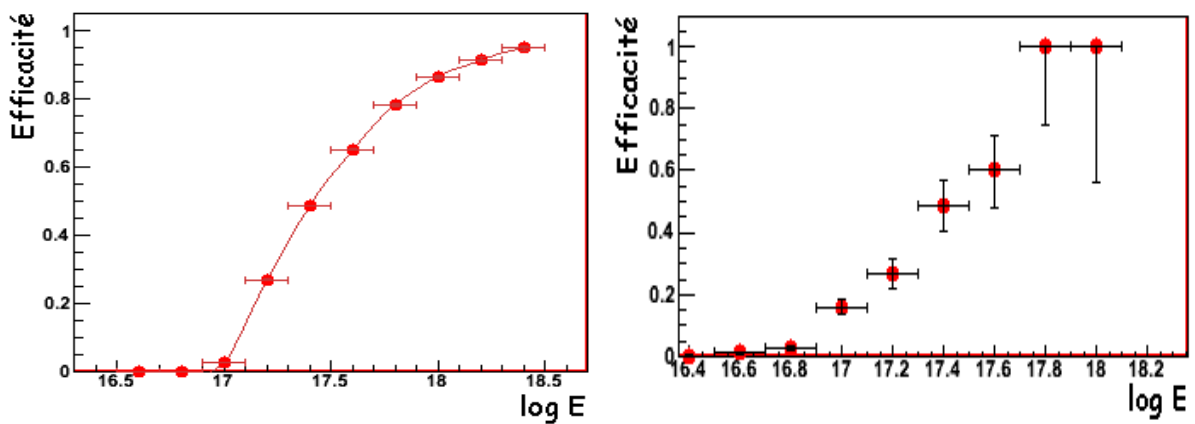


Fig. 6.11: Gauche : *Courbe d'efficacité de détection obtenue par la simulation.* Droite : *Même courbe, obtenue expérimentalement.*

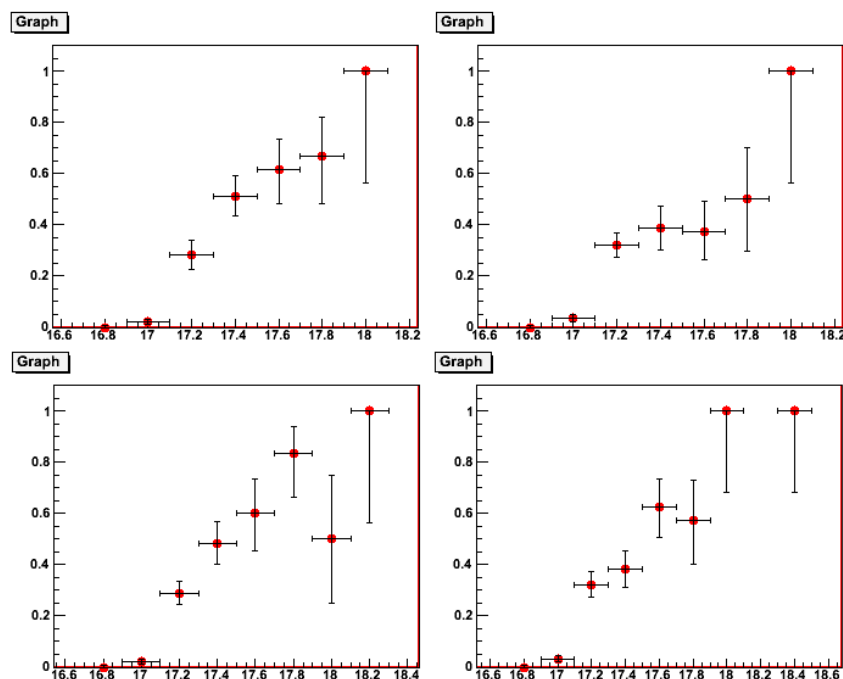


Fig. 6.12: Même figure que la Fig. 6.11, mais en se limitant à la statistique expérimentale de cette étude. Quatre tirages différents sont présentés.

6.3.3 Paramètres importants

Nous allons ici partir d'une simulation sur un réseau régulier et dans les conditions de Nançay, avec différents pas de réseau. Ensuite, nous allons essayer de comprendre l'impact de différents paramètres (seuil de détection, champ géomagnétique, bande passante, etc.), afin de comprendre quels sont les paramètres importants. Ce travail a pour but de préparer la simulation dans des conditions différentes, d'optimiser un futur réseau ainsi que d'estimer ses performances et enfin d'évaluer les incertitudes sur cette estimation.

Simulation de référence

La simulation qui nous servira de référence par la suite est effectuée sur un réseau régulier hexagonal, à droite sur la figure 6.8, et dans les conditions de Nançay. Le taux de comptage variant beaucoup avec le pas du réseau, on le laisse variable. On considère un réseau avec un nombre d'antenne fixe (100), car cela représente bien l'investissement expérimental possible (qui ne dépend pas beaucoup de la surface finalement). A un nombre d'antenne fixé, la surface est bien sûr proportionnelle au carré du pas du réseau.

On étudie ici le nombre d'événements détectés par jour pour ce réseau hexagonal de 100 antennes, en fonction du pas du réseau. Cela correspond à la courbe rouge sur la figure 6.13. On observe ici une augmentation importante du nombre d'événements détectés lorsque l'on passe d'un pas de 100 m à un pas de 3–400 m, qui est dû à l'augmentation de la surface couverte. Ensuite, le taux de comptage se met à décroître car les antennes sont trop éloignées les unes des autres. Les événements de faibles énergies ont des signaux trop faibles pour toucher trois antennes, on ne détecte plus que les rayons cosmiques de plus haute énergie. On note qu'avec un réseau de motif carré les taux de comptages sont inférieurs, mais la différence n'est pas très importante.

On gardera cependant à l'esprit que le nombre d'événements n'est pas la seule variable à optimiser, on peut par exemple préférer quelques événements de haute énergie ou de haute

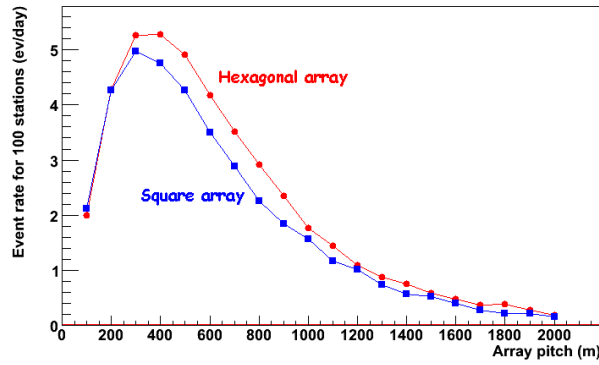


Fig. 6.13: Taux de comptage d'un réseau de 100 antennes, en fonction du pas du réseau et du type de maille. Le champ géomagnétique utilisé est celui de Nançay. Le taux de comptage est représenté pour un réseau de maille hexagonale (cas de référence) en rouge et de maille carré en bleu.

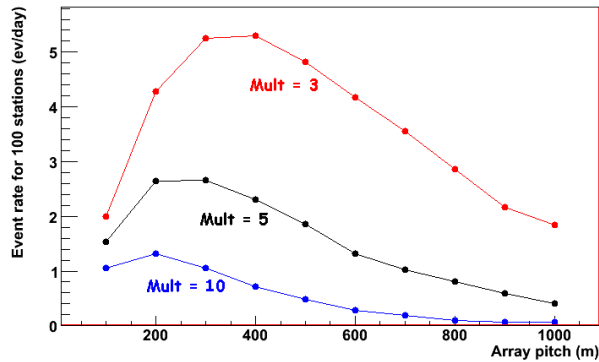


Fig. 6.14: Influence de la multiplicité demandée sur le taux de comptage : *idem* Fig. 6.13, en demandant une multiplicité minimale de 3, 5 ou 10 antennes.

multiplicité à de nombreux événements de basse énergie détectés avec trois antennes.

Multiplicité

Si l'on impose une multiplicité minimale de cinq ou de dix antennes touchées au lieu de trois, on obtient les taux de comptage représentés en figure 6.14. On voit bien sûr qu'à pas de réseau fixé, l'augmentation de la multiplicité minimale diminue le nombre d'événements détectés. On remarque aussi que si l'on s'intéresse uniquement aux événements de haute multiplicité, on aura intérêt à choisir un réseau de pas plus petit, de 200 m pour les événements de multiplicité 10 contre environ 350 m pour les événements de multiplicité 3.

Effet du seuil de détection

On se propose d'étudier l'importance du seuil de détection, noté S , en mV au niveau de l'acquisition par exemple. Supposons, dans une certaine configuration (direction de gerbe, distance de l'antenne au pied de gerbe, etc.), que ce seuil S corresponde à une gerbe d'énergie minimale E . D'après la formule d'émission utilisée (6.1), le champ électrique est proportionnel à l'énergie. Si l'on augmente ce seuil par un facteur x , toutes choses égales par ailleurs, on ne détectera que les gerbes d'énergie supérieure à $x.E$. Avec un spectre de rayons cosmiques en loi de puissance E^{-3} , donc un spectre intégré en E^{-2} , il y a x^2 fois moins d'événements d'énergie supérieure à

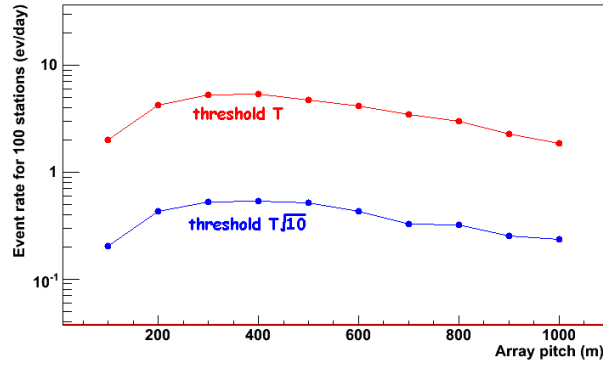


Fig. 6.15: Influence du seuil de déclenchement de l'acquisition sur le taux de comptage : *idem* Fig. 6.13, pour le seuil extrait de CODALEMA et un seuil augmenté par un facteur $\sqrt{10}$.

$x.E$ que d'événements d'énergie supérieure à E .

Finalement, le nombre d'événements détectés est inversement proportionnel au carré du seuil de détection que l'on est capable d'atteindre. Pour vérifier ce résultat, la simulation du cas de référence a été refaite en multipliant le seuil par $\sqrt{10}$ (figure 6.15). On observe bien une diminution du taux de comptage d'un facteur 10, et ce quel que soit le pas du réseau.

Bande passante

On s'intéresse maintenant à l'effet de la bande passante utile à la détection de rayons cosmiques, et en particulier à sa largeur $\Delta\nu$. Pour simplifier, on considère un bruit blanc (densité spectrale de puissance constante), et un spectre d'émission de rayon cosmique plat lui aussi. Le bruit blanc étant incohérent, le niveau de bruit dans le domaine temporel est proportionnel à la racine de la bande passante :

$$\text{Bruit} \propto \sqrt{\Delta\nu}$$

En supposant que la densité fréquentielle de puissance du signal varie peu avec la fréquence, on obtient pour le signal :

$$\text{Signal} \propto \Delta\nu$$

donc finalement :

$$\text{Signal}/\text{Bruit} \propto \sqrt{\Delta\nu}$$

Finalement, élargir la bande passante d'un facteur x améliore le rapport $\text{Signal}/\text{Bruit}$ d'un facteur \sqrt{x} . On peut donc abaisser le seuil de détection d'un rapport \sqrt{x} , ce qui augmente le nombre d'événements d'un facteur x (cf. section précédente). Dans ce modèle simpliste, le nombre d'événements est donc proportionnel à la largeur de la bande de fréquence utilisée.

Champ magnétique

Le champ géomagnétique utilisé jusqu'à présent est celui de Nançay. Or le champ au niveau du site sud de l'Observatoire Pierre Auger est plus proche de l'horizon, et environ deux fois plus faible, l'Argentine étant situé dans l'anomalie de l'Atlantique Sud (voir figure 6.17) :

	Nançay	Malargüe
Inclinaison	63°	-35°
Intensité	$47 \mu\text{T}$	$24 \mu\text{T}$

Pour évaluer l'effet de ce nouveau champ magnétique, on a procédé par étapes et effectué deux nouvelles simulations : une en réduisant juste l'intensité du champ magnétique, puis une en

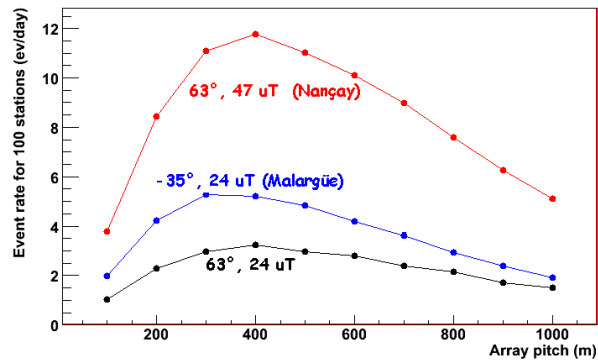


Fig. 6.16: Influence du champ géomagnétique : taux de comptage en fonction du pas du réseau, pour différentes configurations du champ géomagnétique : le champ magnétique de Nançay (rouge), un champ orienté comme celui de Nançay mais avec l'intensité de Maligne (noir), puis le champ de Maligne (direction et intensité) (bleu).

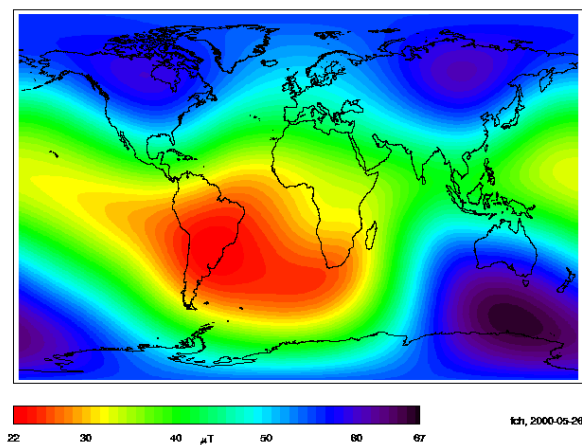


Fig. 6.17: Carte de l'intensité du champ géomagnétique terrestre obtenue avec le modèle IGRF2000 [118].

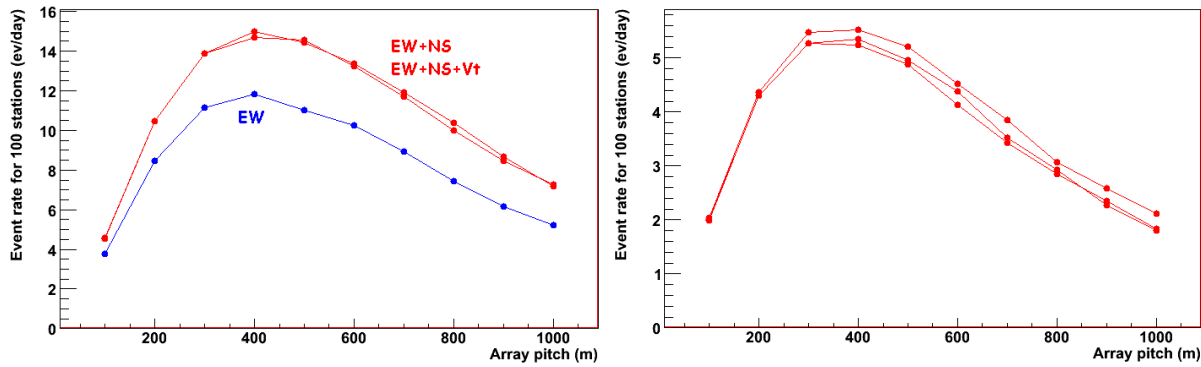


Fig. 6.18: Influence du nombre de polarisations considérées, selon la localisation géographique : est-ouest seulement (courbes du bas), est-ouest et nord-sud, ou avec les trois polarisations. Gauche : Avec le champ géomagnétique de Nançay. Droite : Avec le champ de Malargüe, les trois courbes sont très similaires.

changeant à la fois l'intensité et l'orientation. On voit sur la figure 6.16 que la réduction d'un facteur 2 de l'intensité du champ magnétique conduit à une réduction d'un facteur 4 du nombre d'événements observés ; ce qui était prévisible car c'est le même effet que pour le seuil de détection étudié précédemment. L'orientation du champ magnétique, plus proche de l'horizontale en Argentine, conduit à une augmentation de l'angle moyen que font les gerbes par rapport au champ magnétique. L'émission radio est donc favorisée, et le nombre d'événements est presque doublé.

Finalement, les deux effets se compensant partiellement, le passage au champ magnétique argentin conduit à une diminution du nombre d'événements par un facteur proche de 2.

Nombre de polarisations

On étudie maintenant le nombre de polarisations nécessaires pour détecter les rayons cosmiques. Comme l'indique le modèle d'émission en $-\vec{v} \times \vec{B}$, cela dépend bien entendu de l'orientation du champ magnétique. Différents réseaux avec des antennes orientées selon une seule polarisation (est-ouest), selon deux polarisations (est-ouest + nord-sud) ou selon les trois polarisations ont été simulés (figure 6.18), avec les champs de Nançay (gauche) puis de Malargüe (droite).

A Nançay, le passage d'une à deux polarisations permet de gagner environ 25 % d'événements. L'ajout de la polarisation verticale en revanche n'apporte pas de gain supplémentaire. C'est normal car dans notre modèle la composante nord-sud du champ est systématiquement égale à $\tan 63^\circ = 1.96$ fois la composante verticale.

A Malargüe, le champ géomagnétique étant plus bas sur l'horizon, il n'y a quasiment aucune différence entre le nombre d'événements vu avec un réseau constitué uniquement d'antennes en polarisation est-ouest et un réseau avec plus de polarisations.

On remarquera aussi que l'on a utilisé le même bruit de fond pour la simulation dans les trois polarisations. Or le bruit anthropique est principalement polarisé verticalement, de même semble-t-il qu'une partie des signaux d'orages observés avec le dispositif de RAuger. Cela risque de compliquer les mesures de la composante verticale du champ, qui est par conséquent probablement peu utile.

Altitude

L'effet de l'altitude est plus difficile à évaluer. Que se passe-t-il lorsque l'on passe de 140 m, l'altitude de Nançay, à 1400 m, l'altitude de l'Observatoire Pierre Auger ? On pourrait penser,

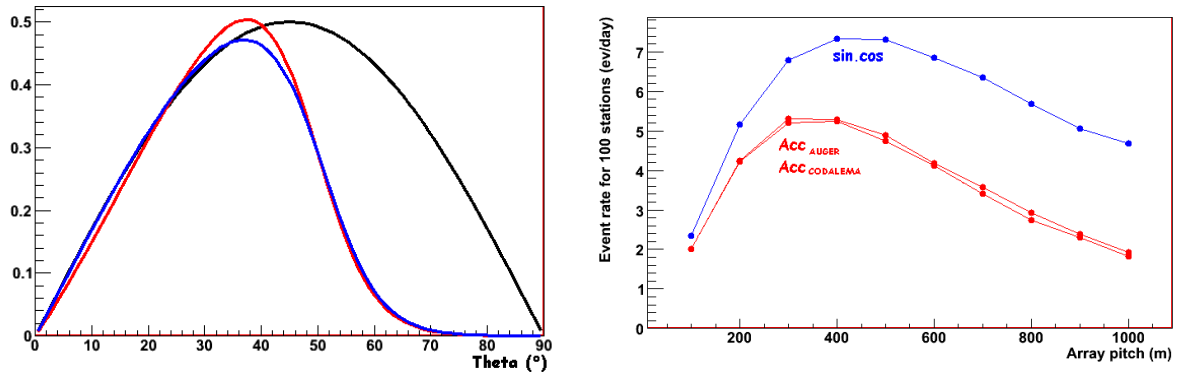


Fig. 6.19: Gauche : Paramétrisations des acceptances de CODALEMA au-delà de 10^{17} eV [109] (rouge), d'Auger toutes énergies confondues [119] (bleu), et un simple $\sin\theta \cos\theta$ (noir). Droite : Taux de comptages pour les fonctions d'acceptance représentées sur la figure de gauche.

en raisonnant sur une gerbe verticale de haute énergie, qu'elle n'a pas le temps de se développer complètement avant d'arriver au sol ; ce qui réduirait le signal radio produit à plus haute altitude.

Acceptance zénithale

Les directions d'arrivée des rayons cosmiques aux énergies qui nous intéressent étant complètement isotropes, le flux à travers la surface du détecteur suit une loi en $\sin\theta \cos\theta$ (Fig. 6.19, gauche). Le sinus provient de l'angle solide, le cosinus de la projection de la surface du détecteur.

Cependant, nous utilisons pour l'instant un détecteur au sol indépendant pour valider les événements détectés en radio, et ce détecteur limite l'acceptance zénithale des événements qui vont être observés en coïncidence. On peut utiliser l'acceptance zénithale du détecteur au sol de CODALEMA, pour les événements au-delà de 10^{17} eV. Cette fonction, utilisée pour la simulation jusqu'à présent, est représentée en rouge sur la figure 6.19. Cette distribution diffère du $\sin\theta \cos\theta$ aux grands angles, quand la gerbe est trop atténuée par l'atmosphère pour être détectée par le détecteur au sol.

La distribution des angles zénithaux actuellement obtenue à l'Observatoire Pierre Auger [119] a été ajustée par une fonction de type Fermi-Dirac représentée en figure 6.19. Elle est extrêmement proche de la distribution des événements de haute énergie de CODALEMA [109]. L'ajout de détecteurs AMIGA et HEAT à l'endroit où sera installé le réseau AERA peut éventuellement modifier cette distribution.

On compare sur la figure 6.19, droite, le nombre d'événements obtenus avec les différentes fonctions d'acceptances évoquées. La différence entre les nombres d'événements détectés avec une fonction $\sin\theta \cos\theta$ et avec une fonction d'acceptance expérimentale est notable, surtout pour les grands pas de réseau. Les fonctions différant principalement aux grands angles zénithaux, cela suggère que la détection radio est particulièrement adaptée à la détection des gerbes inclinées. Une fois que la détection radio entièrement autonome aura fait ses preuves, on pourrait tenter de se rapprocher de l'efficacité obtenue avec ce $\sin\theta \cos\theta$. Attention cependant, ce modèle est basé sur la formule 6.1, où l'effet de l'angle zénithal est représenté par la fonction $F(\theta) = \cos\theta$, or cette fonction est actuellement très mal contrainte expérimentalement.

6.3.4 Facteurs d'incertitude et leurs effets

On rappelle que cette simulation est basée sur une extrapolation des résultats de CODALEMA et une transposition à un autre détecteur. Or cette extrapolation n'est pas évidente, et nous allons présenter ici certaines sources d'incertitudes pour essayer d'en estimer les effets.

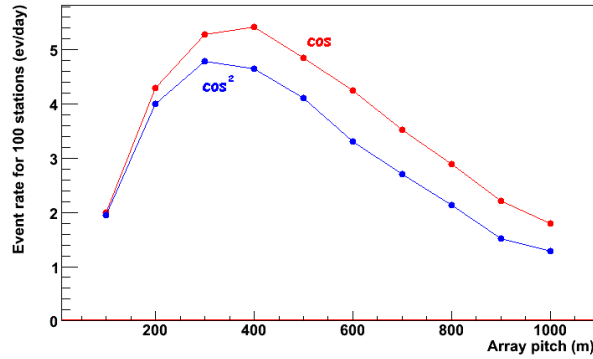


Fig. 6.20: Effet de la fonction d'atténuation avec l'angle zénithal utilisée : idem Fig. 6.13, avec le cas standard $F(\theta) = \cos \theta$ en rouge, et $F(\theta) = \cos^2 \theta$ en bleu.

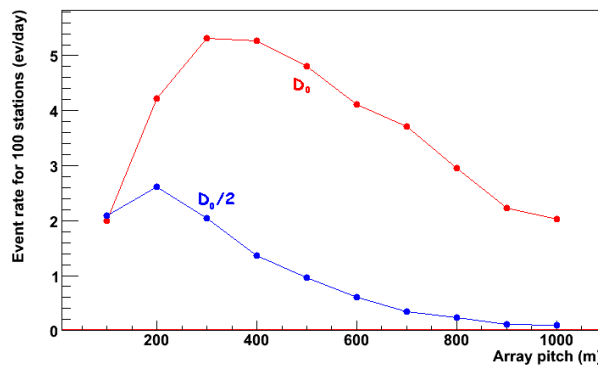


Fig. 6.21: Idem Fig. 6.13, avec $D_0(\theta) = 159.3 + 0.080 \theta^2$ m puis $D_0(\theta) = \frac{1}{2}(159.3 + 0.080 \theta^2)$ m.

Effet de l'angle zénithal

Pour estimer l'influence de la fonction $F(\theta)$, on a comparé ce que l'on obtient en utilisant le $\cos \theta$ historique avec une fonction qui décroît plus rapidement avec l'angle zénithale, $\cos^2 \theta$. Pour rester consistant avec les résultats de CODALEMA, la constante globale de la formule 6.1 a été multipliée par 1.16.

Les résultats représentés sur la figure 6.20 nous apprennent que la différence de nombre d'événements est de l'ordre de 10 % pour un pas de réseau de 300 m et augmente progressivement si on augmente le pas. Cependant, à moins de considérer une fonction $F(\theta)$ qui décroisse encore plus rapidement, cette fonction n'a pas un effet critique.

Portée D_0

La portée D_0 , c'est-à-dire la distance caractéristique de décroissance du champ électrique avec la distance à l'axe de la gerbe, a été paramétrée de manière similaire à ce qui a été effectué au chapitre précédant pour obtenir la formule 5.5, avec un lot de données légèrement plus ancien : $D_0(\theta) = 159.3 + 0.080 \theta^2$ m.

On regarde ici ce qui se passerait si on avait surestimé cette distance d'un facteur deux (cas extrêmement pessimiste cependant). Pour rester cohérent avec les résultats de CODALEMA, on a multiplié ici aussi la formule par un facteur 1.4. Les taux de comptage ainsi obtenus sont indiqués en figure 6.21. Si l'on observe peu de différence pour les réseaux denses (et c'est normal, on se base sur les résultats de CODALEMA qui est un réseau dense), les taux de comptage deviennent très différents pour des réseaux de plus grand pas. La valeur du paramètre D_0 a donc un effet critique sur le taux de comptage. Cependant, on voit qu'avec un pas de

300 m on observe quand même quelques événements par jour avec un réseau de 100 antennes, probablement suffisamment pour mieux comprendre ce paramètre D_0 .

Seuil de détection

Le seuil de détection, dont on a déjà parlé dans la section précédente, demeure une des principales inconnues quand on veut estimer les performances d'un futur réseau de stations autonomes. C'est un paramètre crucial car le nombre d'événements est inversement proportionnel à ce seuil. Cependant, il dépend de nombreux paramètres, comme :

- le bruit de fond radio
- la présence de raies d'émission dans la bande étudiée
- la capacité à filtrer ces bruits, éventuellement avant le trigger
- le bruit électromagnétique créé par le dispositif de radiodétection lui-même
- la réponse de l'antenne, du LNA, les lobes, etc.
- la présence de bruits radio transitoires, pouvant éventuellement forcer à remonter le seuil pour ne pas saturer l'acquisition

Si certains de ces paramètres peuvent être évalués ou simulés avec plus ou moins de travail, d'autres ont vraiment besoin d'être testés en conditions réelles. C'est le cas par exemple des signaux transitoires, et on a besoin d'une acquisition avec un trigger radio pour les évaluer (ou éventuellement d'une acquisition continue).

Bilan

De nombreux paramètres interviennent dans cette simulation. Ils ont été ajustés au mieux à partir des mesures effectuées à CODALEMA, mais la dispersion des mesures de certains paramètres ne permet pas d'avoir une confiance absolue en leurs valeurs. De plus, les données de CODALEMA concernent des gerbes relativement proches à cause de la faible dimension du dispositif expérimental et des gerbes relativement peu inclinées. Les effets de ces incertitudes sur les taux de comptages attendus pour un grand réseau ont été évalués.

Les paramètres les plus critiques pour le nombre d'événements attendu sont, en plus du pas du réseau, la portée D_0 des signaux radio (et elle nécessite d'être évaluée avec un réseau plus grand) et le seuil de détection, qui dépend lui à la fois des caractéristiques de l'acquisition et de l'environnement radio sur le site.

6.3.5 Simulation de RAuger

Les trois stations du dispositif RAuger ont été déployées fin 2006 à l'Observatoire Pierre Auger. Bien qu'ayant connu quelques problèmes, il y a eu des périodes d'acquisition relativement stables. Les stations A2 et A3 ont plus de problèmes que la station A1, ce qui explique qu'il n'y a toujours pas d'événements en coïncidence sur les trois stations, et qu'A1 a vu beaucoup plus de rayons cosmiques que les autres.

Le dispositif de RAuger a été simulé, en utilisant les paramètres d'entrée suivant :

- trois antennes disposées en triangle équilatéral de 140 m de côté, selon la disposition représentée en figure 6.2 ;
- les valeurs du champ géomagnétique de Malargüe ($B = 24 \mu\text{T}$ et $\theta_B = 55^\circ$) ;
- l'acceptance zénithale de l'Observatoire Pierre Auger, représentée en figure 6.19 ;
- une courbe d'efficacité en énergie de l'Observatoire Pierre Auger ajustée par la fonction de Fermi-Dirac suivante : $P(\log E) = 1/(1 + \exp \frac{\log E - 18}{0.15})$ (cette efficacité n'avait pas été prise en compte auparavant car le seuil en énergie du détecteur AMIGA est plus faible donc moins limitant) ;

Multiplicité radio	1 et plus	2 et plus	3	sur une antenne donnée
Taux d'événements (ev/mois)	20	16	12	16

Tab. 6.1: Simulation du taux d'événements détectés par le dispositif de RAuger.

- les événements sont tirés dans une zone de $5 \times 5 \text{ km}^2$ (soit une zone assez grande pour qu'il n'y ait pas d'effet de bord), les angles zénithaux sont limités à 60° , le flux de rayons cosmiques est normalisé avec celui de CODALEMA ;
- le seuil de détection est gardé à 5 fois le bruit de CODALEMA ;
- la bande passante est de 50–70 MHz (contre 23–83 MHz à CODALEMA), le nombre d'événements est donc divisé par 3 a posteriori.

Dans de telles conditions, le taux d'événements simulé est représenté dans le tableau 6.1. Les taux de comptages sont indiqués pour multiplicité donnée sur l'ensemble des trois antennes, et en considérant le nombre de signaux détectés pour une antenne donnée.

Expérimentalement, le dispositif de RAuger a connu des problèmes de fiabilité et le temps d'acquisition effectif est difficile à évaluer. Cependant, ce dernier doit être compris entre 10 et 20 % sur la période allant de juillet 2007 à mai 2009, soit entre deux et quatre mois. De plus, la station A1 est nettement plus fiable que les autres, les deux tiers des événements ont été observés avec elle. Pendant cette période, 38 événements ont été observés, dont seulement six sur deux stations à la fois.

En se basant sur trois mois de temps effectif, la simulation donnerait avec les paramètres explicités plus haut 60 événements observés sur au moins une station donc 48 sur la station A1. Les incertitudes sur cette estimation sont nombreuses : le seuil en énergie du détecteur au sol de l'Observatoire Pierre Auger est probablement légèrement plus haut, le bruit radio est plus faible mais le rapport signal sur bruit sans doute nettement supérieur à 5, le temps effectif d'acquisition de chaque station, etc. Toutefois, le nombre d'événements estimé est du même ordre de grandeur que le nombre observé, sur la station A1 en tout cas. Si les résultats pourraient être affinés aussi bien du côté de l'estimation du cycle utile expérimental que du côté de la simulation, il est probablement plus rentable actuellement de se concentrer sur le développement du projet AERA, avec un détecteur plus fiable sur une plus grande surface.

6.3.6 Résultats pour le réseau d'AERA

Le schéma d'implémentation prévu actuellement pour le réseau AERA a été représenté sur la figure 6.6, p.127. Il est composé de trois sous-réseaux de motif hexagonal et de pas différents : 22 stations espacées de 144 m, 52 espacées de 250 m et 85 espacées de 375 m. Le nombre d'événements vus pour chacun de ces trois sous-réseaux a été estimé. Pour représenter le réseau réel, on a additionné trois portions de réseaux différents en négligeant les effets de bord.

Les spectres en énergie moyens des événements observés correspondant à une période de 100 jours sont représentés en figure 6.22, et pour une multiplicité radio minimale de trois ou de six. Pour chacun des trois sous-réseaux, un nombre raisonnable d'événement devrait être observé, même en imposant une multiplicité minimale de six signaux radio par événement. On peut finalement s'attendre à un nombre d'événements par an de l'ordre du millier. Le déploiement en trois sous réseaux de pas différents permet de couvrir une plus grande gamme d'énergie, les petites échelles correspondant à une énergie plus basse. Le réseau avec un pas de 144 m contribue relativement de manière plus importante aux événements de forte multiplicité.

Ce réseau à petite échelle constitue en outre une assurance d'observer des événements. En effet, il correspond à des distances typiques déjà observées avec les expériences LOPES et CODALEMA. Il convient de se rappeler les dépendances et incertitudes évoquées dans la partie 6.3, qui interviennent dans la transposition des résultats de CODALEMA. Le champ électrique mi-

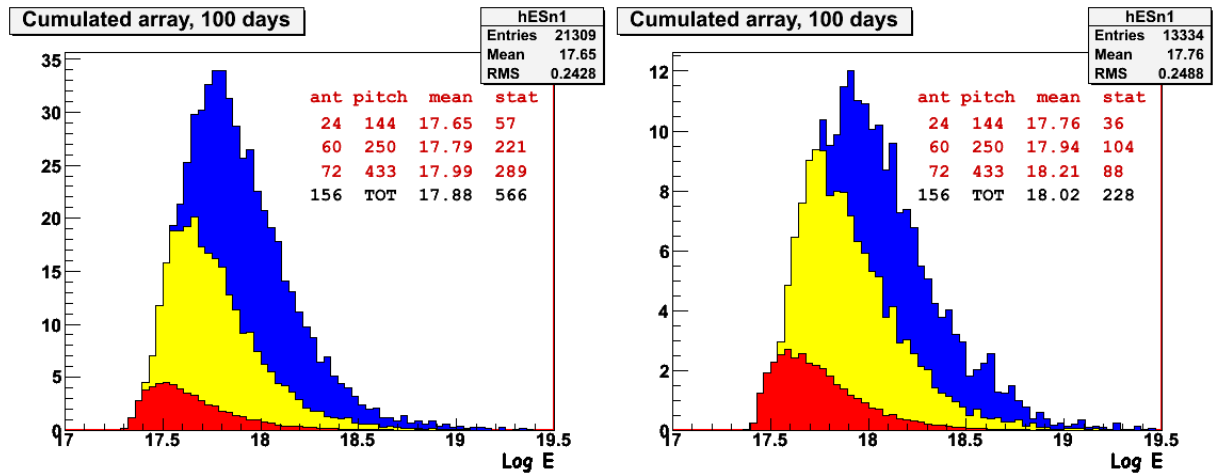


Fig. 6.22: Spectres en énergie moyens attendus avec le réseau AERA d'après la simulation ; à gauche pour les événements de multiplicité d'au moins trois signaux radio et à droite d'au moins six. La contribution de chacun des trois sous-réseaux est représenté (rouge : 144 m, jaune : 250 m, bleu : 433 m). Le nombre d'événements ainsi que leur énergie moyenne est représenté en encart.

nimal détectable avec un trigger autonome n'a pas encore été évalué précisément, même si des observations ont déjà eu lieu avec le détecteur RAuger et la nouvelle station de CODALEMA. Des incertitudes existent toujours sur l'émission radio des gerbes, notamment sur la portée D_0 . Dans la plupart des cas pessimistes, un réseau dont le pas est proche de 150 m devrait toujours détecter suffisamment d'événements pour étudier le phénomène.

Revenons maintenant à la simulation dans sa configuration standard. Trois simulations similaires ont été comparées. D'une part la simulation précédente, extrapolant les résultats de CODALEMA. Une simulation similaire a été effectuée par J.R. Hörandel à partir de la formule paramétrée de LOPES [96]. Une autre simulation basée cette fois-ci sur le code Monte Carlo REAS2 a été effectuée par S. Fliescher. Avec chaque simulation, la surface effective de détecteur a été évaluée en fonction de l'énergie (c'est-à-dire le produit de la surface et de la probabilité de détection). Ces surfaces effectives ont été multipliées par un flux de rayons cosmiques, extrapolé à partir du flux mesuré par l'Observatoire Pierre Auger à $10^{18.45}$ eV [19] en supposant une variation en $E^{-3.3}$, correspondant à l'indice entre le second genou et la cheville [120].

Les taux de comptages attendus avec ces diverses simulations sont représentés sur la figure 6.23, pour les angles zénithaux inférieurs à 60° . Les trois simulations coïncident logiquement à haute énergie lorsque le détecteur devient efficace à 100%. La valeur représentée correspond simplement à la surface géométrique du détecteur multipliée par le flux de rayons cosmiques. Les seuils en énergie sont cependant assez différents entre la simulation REAS2 et les extrapolations des résultats expérimentaux. Le seuil de détection simulé avec REAS2 est beaucoup plus bas et conduit donc à un nombre d'événements beaucoup plus important. Les seuils en énergie issus des deux expériences ne sont pas très éloignés et conduisent à des nombres d'événements comparables.

Finalement, si les extrapolations effectuées à partir des données de CODALEMA et de LOPES ne sont pas trop erronées, AERA devrait pouvoir observer un à quelques milliers d'événements par an et ainsi affiner la connaissance de l'émission radio des gerbes. L'amplitude minimale des signaux radio détectables avec un trigger autonome reste la principale source d'incertitude sur les taux de comptage attendus.

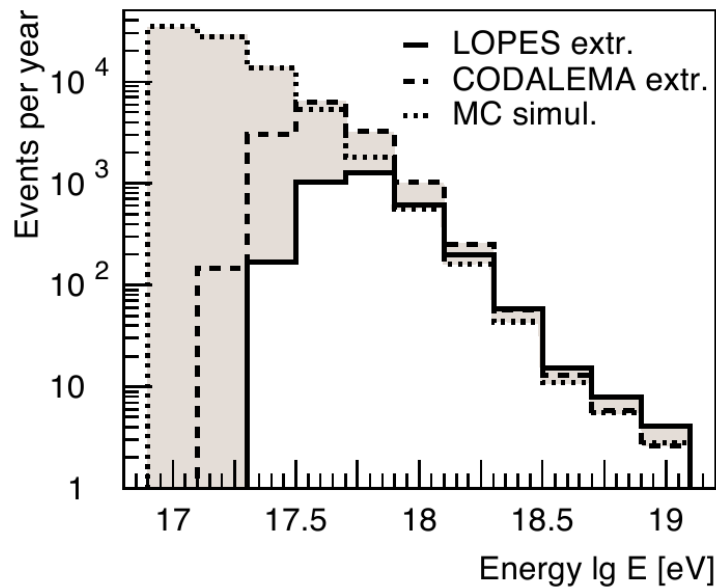


Fig. 6.23: Taux de comptage attendus par an en fonction de l'énergie, estimés par la simulation présentée ici, par une simulation similaire basée sur les résultats de LOPES et par une simulation basée sur le code Monte Carlo REAS2 [120]. Seuls les événements à moins de 60° sont représentés

6.4 Avenir plus lointain ? Intérêt de la radio détection ?

Après avoir étudié en détail l'émission radio des grandes gerbes atmosphériques issues de rayons cosmiques, nous avons obtenu des résultats permettant de décrire correctement les observations actuelles, sur des détecteurs dont la dimension caractéristique est de quelques centaines de mètres. Ces résultats ont été extrapolés pour estimer les performances prévisibles d'un détecteur de quelques dizaines de kilomètres carrés. Toutefois la proximité du seuil de détection pour les expériences actuelles et la statistique relative limitent la précision des relations obtenues. Il existe cependant quelques indicateurs laissant penser que la détection radio pourrait être moins sensible aux fluctuations lors de l'estimation de l'énergie, de même qu'elle pourrait se révéler particulièrement intéressante pour les gerbes inclinées. Le réseau AERA actuellement en cours de construction au sein de l'Observatoire Pierre Auger devrait aider à répondre à ces interrogations.

Concernant la mesure de la nature du rayon cosmique primaire, l'étude de la courbure du front radio pourrait être intéressante, et d'autres pistes ont été proposées à partir de simulations. Mais malheureusement il n'a pas pour l'instant été démontré qu'un modèle ou une simulation reproduise correctement l'ensemble des observables expérimentales. Les résultats issus de modèles doivent être considérés avec du recul.

Si la projection à un réseau de quelques dizaines de kilomètres carrés est possible en prenant un risque calculé, la simulation d'un réseau géant pour l'étude des rayons cosmiques aux énergies les plus élevées ne semble pour l'instant pas raisonnable, compte tenu des incertitudes actuelles. Compte tenu du seuil en énergie des détecteurs radio actuels, la faible surface couverte limite la statistique et la dynamique en énergie des événements actuellement observés. Des dispositifs expérimentaux de surface plus importantes, comme CODALEMA-III et AERA, devraient permettre de réduire les incertitudes sur les mécanismes d'émission radio et donc d'évaluer l'intérêt de la radiodétection pour un réseau de très grande surface dédié aux énergies extrêmes. Rien n'empêche cependant de profiter de cette technique à des énergies plus modérées pour l'instant, et de voir si elle peut être utile en complément des autres modes de détection, tout en précisant la connaissance dans l'objectif d'un réseau géant. Cela sera bientôt le cas avec l'instrument

multi-hybride HEAT-AMIGA-AERA au sein de l'Observatoire Pierre Auger.

Conclusion

La possibilité de détecter les signaux radio émis par les gerbes atmosphériques produites par des rayons cosmiques de haute énergie a été démontrée il y a déjà 45 ans. Cependant les performances de cette méthode de détection ne sont toujours pas évaluées avec précision. Une première formule générale de l'émission radio des gerbes a été proposée dès 1971 à partir d'une compilation de résultats fragmentés obtenus avec différentes expériences, et généralement peu de statistiques. La constante initiale de cette formule a été controversée, variant d'une valeur de $20 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ dans la revue de 1971 à une valeur de $0.6 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ en 1975. Lors de cette première phase d'exploration, les études ont été effectuées en observant le spectre radio dans une bande de fréquence étroite et avec des antennes directives. La radiodétection fut ensuite relativement délaissée pendant plusieurs dizaines d'années au profit des télescopes de fluorescence et des réseaux de détecteurs de particules.

Depuis le début des années 2000, la radiodétection est l'objet d'un regain d'intérêt, aussi bien au niveau expérimental que théorique. Ainsi, les expériences CODALEMA et LOPES ont été conçues pour étudier le phénomène d'émission radio des gerbes, leurs dispositifs expérimentaux étant constitués d'un réseau de détecteurs de particules et d'un réseau d'antennes radio. Le travail décrit dans cette thèse a porté sur la seconde phase expérimentale du détecteur CODALEMA, permettant entre autre une corrélation avec les informations fournies par le détecteur au sol événement par événement. Grâce au détecteur CODALEMA-II, de nombreuses gerbes en coïncidence avec le réseau de détecteurs de particules et le réseau d'antennes radio ont été observées, aux alentours de 10^{17} eV. Il s'agit du seul détecteur radio à avoir observé autant de signaux radio de gerbe de cette qualité, ne nécessitant pas de phaser l'ensemble des signaux pour mettre en évidence un signal de gerbe.

De nombreuses dépendances du champ électrique ont été mises au jour, la principale étant un effet géomagnétique bien reproduit par un champ proportionnel au premier ordre avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$. L'ensemble des résultats obtenus est résumé sous la forme de l'équation suivante :

$$\vec{E}_\nu = 3.0 \frac{B}{47 \mu\text{T}} \frac{\text{Energie}}{10^{17} \text{ eV}} (-\vec{v} \times \vec{B}) \cos \theta \exp\left(\frac{-d}{D_0(\theta)}\right) \quad [\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}]$$

où $D_0(\theta) = 176(1 + 0.97 \times 10^{-4} \theta^{2.47})$ m. Cette formule permet généralement de retrouver la valeur extrapolée du champ sur l'axe à partir des données fournies par le détecteur au sol avec une dispersion proche de 30 %. Elle peut être inversée pour obtenir l'énergie du rayon cosmique primaire telle qu'estimée par le réseau de détecteurs au sol avec la même dispersion.

Des formules du même type ont été extraites des deux modèles théoriques utilisés. Les comportements qualitatifs sont généralement identiques à ce qui est obtenu expérimentalement. Quantitativement toutefois, la valeur de la portée D_0 obtenue par la simulation est généralement plus petite que celle mesurée, à moins qu'il ne s'agisse d'un effet de seuil. D'autre part, la valeur de l'amplitude absolue du champ obtenue avec la simulation ReAIRES est anormalement élevée. Ce point reste à éclaircir, ce qui sera facilité par l'intégration de cette simulation avec d'autres dans le programme d'analyse du futur détecteur AERA. On notera cependant qu'aucun modèle théorique à l'heure actuel ne permet de reproduire complètement les mesures expérimentales.

Les incertitudes sur la formule d'émission obtenue expérimentalement sont cependant assez importantes du fait de la proximité du seuil de détection et de la faible dynamique en énergie des événements observés. L'extrapolation de ces mesures à l'étude d'un réseau géant dédié à la détection de rayons cosmiques d'énergie au-delà de 10^{19} eV n'est pas raisonnable pour l'instant. Avant cela, des études doivent être menées avec des réseaux de surfaces bien plus importantes que celle de CODALEMA-II, à plus haute énergie et avec plus de statistique, afin de mieux contraindre la formule précédente. De tels réseaux sont actuellement en cours de développement, avec le détecteur CODALEMA-III à Nançay et le détecteur AERA en Argentine.

Une simulation de réseau a été développée pour estimer le nombre d'événements que l'on peut espérer observer avec de tels détecteurs. Cette simulation est basée sur les résultats de CODALEMA-II et a été développée pour minimiser autant que possible les erreurs systématiques. Les principales incertitudes sur les taux de comptages attendus sont liées au seuil de détection accessible avec un détecteur autonome et à l'incertitude sur la valeur de la portée D_0 . Finalement, sauf conditions particulièrement défavorables, un réseau comme AERA devraient observer suffisamment d'événements pour permettre de préciser la connaissance de l'émission radio des gerbes et, espérons le, statuer clairement sur l'intérêt de la radiodétection des rayons cosmiques.

Bibliographie

- [1] V. HESS, “Penetrating Radiation in seven free ballon flight”, *Z. Phys* **13** (1912) 1084.
- [2] C. ANDERSON, “The positive electron”, *Physical Review* **43** (1933) no. 6, 491–494.
- [3] S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON, “Note on the nature of cosmic-ray particles”, *Phys. Rev.* **51** (May 1937) 884–886.
- [4] C. LATTES, H. MUIRHEAD, G. OCCHIALINI, et C. POWELL, “Processes involving charged mesons”, *Nature* **159** (1947) no. 4047, 694–697.
- [5] H. YUKAWA, “On the interaction of elementary particles”, *Prog. Theo. Phys* **17** (1935) 48.
- [6] G. ROCHESTER et C. BUTLER, “Evidence for the existence of new unstable elementary particles”, *Nature* **160** (1947) no. 4077, 855–857.
- [7] Y. FUKUDA, T. HAYAKAWA, E. ICHIHARA, K. INOUE, K. ISHIHARA, H. ISHINO, Y. ITOW, T. KAJITA, J. KAMEDA, S. KASUGA, *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”, *Physical Review Letters* **81** (1998) no. 8, 1562–1567.
- [8] R. BATTISTON, “The antimatter spectrometer (AMS-02) : A particle physics detector in space”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A* **588** (2008) no. 1-2, 227–234.
- [9] H. AHN, P. ALLISON, M. BAGLIESI, J. BEATTY, G. BIGONGIARI, P. BOYLE, J. CHILDERS, N. CONKLIN, S. COUTU, M. DUVERNOIS, *et al.*, “The Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) Instrument”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A* **579** (2007) no. 3, 1034–1053.
- [10] F. KAKIMOTO, S. OGIO, Y. SHIRASAKI, N. GIRONDA, T. KANEKO, H. YOSHII, T. BABA, K. NISHI, N. TAJIMA, Y. YAMADA, S. SHIMODA, H. NAKATANI, E. GOTOH, Y. TOYODA, K. MURAKAMI, Y. MATSUBARA, Y. MIZUMOTO, W. VELASQUEZ, et A. VELARDE, “A small air-shower array at Mount Chacaltaya”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **373** (1996) no. 2, 282 – 289.
- [11] THE PIERRE AUGER COLLABORATION, “Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **523** (2004) no. 1-2, 50 – 95.
- [12] J. W. CRONIN, “The highest-energy cosmic rays”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **138** (2005) 465 – 491. Proceedings of the Eighth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics.
- [13] E. ARMENGAUD, “Propagation et distribution sur le ciel des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie”, (2006). <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00078124/fr/>.
- [14] THE PIERRE AUGER COLLABORATION, “Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects”, *Science* **318** (2007) no. 5852, 938–943, [astro-ph/0711.2256](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0711.2256).
- [15] K. GREISEN, “End to the cosmic-ray spectrum?”, *Phys. Rev. Lett.* **16** (Apr 1966) 748–750.
- [16] G. ZATSEPIN et V. KUZMIN, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”, *JETP Letters* **4** (1966) no. 3.

-
- [17] R. ABBASI, T. ABU-ZAYYAD, J. AMANN, G. ARCHBOLD, J. BELLIDO, K. BELOV, J. BELZ, D. BERGMAN, Z. CAO, R. CLAY, *et al.*, “Measurement of the flux of ultrahigh energy cosmic rays from monocular observations by the High Resolution Fly’s Eye experiment”, *Physical review letters* **92** (2004) no. 15, 151101.
- [18] M. TAKEDA, N. HAYASHIDA, K. HONDA, N. INOUE, K. KADOTA, F. KAKIMOTO, K. KAMATA, S. KAWAGUCHI, Y. KAWASAKI, N. KAWASUMI, *et al.*, “Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz’min Cutoff”, *Physical Review Letters* **81** (1998) no. 6, 1163–1166.
- [19] THE PIERRE AUGER COLLABORATION, “Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV”, *Physical Review Letters* **101** (2008) no. 6, 061101.
- [20] F. SCHUSSLER *et al.*, “Measurement of the cosmic ray energy spectrum above 10^{18} eV with the Pierre Auger Observatory”, *to appear in Proc. of the 31st ICRC. Lodz (Poland)* (2009), arXiv:0906.2189.
- [21] E. FERMI, “On the origin of the cosmic radiation”, *Physical Review* **75** (1949) no. 8, 1169–1174.
- [22] A. HILLAS, “The origin of ultra-high-energy cosmic rays”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **22** (1984) no. 1, 425–444.
- [23] M. NAGANO *et al.*, “Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays”, *Reviews of Modern Physics* **72** (2000) no. 3, 689–732.
- [24] THE PIERRE AUGER COLLABORATION, “Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory”, *Astroparticle Physics* **29** (2008) no. 4, 243–256.
- [25] A. CASTELLINA *et al.*, “Comparison of data from the Pierre Auger Observatory with predictions from air shower simulation: testing models of hadronic interactions”,.
- [26] F. SCHMIDT, “CORSIKA Shower Images”. <http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html>.
- [27] M. LEMOINE *et al.*, “Physics and astrophysics of ultra-high-energy cosmic rays”, *In Physics and astrophysics of ultra-high-energy cosmic rays, proc. of a conference held at the Observatoire de Paris-Meudon, June 26-29, 2000.*, vol. 576. 2001.
- [28] W. HEITLER, “The Quantum theory of radiation”, (1954).
- [29] J. MATTHEWS, “A Heitler model of extensive air showers”, *Astroparticle Physics* **22** (2005) no. 5-6, 387–397.
- [30] O. CATALANO, G. STAITI, M. GABRIELE, L. LA FATA, *et al.*, “The longitudinal EAS profile at $E > 10^{19}$ eV: A comparison between GIL analytical formula and the predictions of detailed Monte Carlo simulations.”, *In Proc. of 27th ICRC, Hamburg (Germany)*, vol. 2001, p. 498. 2001.
- [31] K. GREISEN, “The extensive air showers”, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics* **3** (1956) 1–141.
- [32] J. SCIUTTO, “AIRES, version 2.6.0 (2002)”. <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>.
- [33] D. HECK, J. KNAPP, J. CAPDEVIELLE, G. SCHATZ, *et al.*, “CORSIKA : A Monte Carlo code to simulate extensive air showers”, *Report FZKA* **6019** (1998) .
- [34] B. ROSSI *et al.*, “Cosmic-ray theory”, *Reviews of Modern Physics* **13** (1941) no. 4, 240–309.
- [35] T. GAISSER, *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge Univ Pr, 1990.
-

- [36] T. ANTONI, W. APEL, F. BADEA, K. BEKK, K. BERNLÖHR, H. BLÜMER, E. BOLLMANN, H. BOZDOG, I. BRANCUS, A. CHILINGARIAN, *et al.*, “Electron, muon, and hadron lateral distributions measured in air showers by the KASCADE experiment”, *Astroparticle Physics* **14** (2001) no. 4, 245–260.
- [37] M. GILLER, A. KACPERCZYK, J. MALINOWSKI, W. TKACZYK, et G. WIECZOREK, “Similarity of extensive air showers with respect to the shower age”, *Journal of Physics-Bristol-G Nuclear and Particle Physics* **31** (2005) no. 8, 947.
- [38] D. GORA, R. ENGEL, D. HECK, P. HOMOLA, H. KLAGES, J. PEKALA, M. RISSE, B. WILCZYŃSKA, et H. WILCZYŃSKI, “Universal lateral distribution of energy deposit in air showers and its application to shower reconstruction”, *Astroparticle Physics* **24** (2006) no. 6, 484–494.
- [39] P. BILLOIR, C. ROUCELLE, et J. HAMILTON, “Evaluation of the Primary Energy of UHE Photon-induced Atmospheric Showers from Ground Array Measurements”, *Arxiv preprint astro-ph/0701583* (2007) .
- [40] F. SCHMIDT, M. AVE, L. CAZON, et A. CHOU, “Applying Extensive Air Shower Universality to Ground Detector Data”, *Arxiv preprint arXiv :0706.1990* (2007) .
- [41] S. LAFEBRE, R. ENGEL, H. FALCKE, J. HÖRANDEL, T. HUEGE, J. KUIJPERS, et R. ULRICH, “Universality of electron–positron distributions in extensive air showers”, *Astroparticle Physics* **31** (2009) no. 3, 243–254.
- [42] U. ATMOSPHERE, “National Oceanic and Atmospheric Administration”, *National Aeronautics and Space Administration, United States Air Force, Washington, DC* (1976) .
- [43] P. AUGER, R. MAZE, et T. GRIVET-MEYER, “Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrantes”, *Comptes rendus* **206** (1938) 1721–1723.
- [44] P. AUGER et R. MAZE, “Les grandes gerbes cosmiques de l’atmosphère”, *Comptes rendus* **207** (1938) 228–230.
- [45] P. AUGER, P. EHRENFEST, R. MAZE, J. DAUDIN, et R. FREON, “Extensive cosmic-ray showers”, *Reviews of Modern Physics* **11** (1939) no. 3-4, 288–291.
- [46] M. AVE, “Reconstruction accuracy of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory”, *In Proc. of the 30th ICRC. Mérida (Mexico)*, vol. 4. 2008.
- [47] T. ANTONI, W. APEL, A. BADEA, K. BEKK, A. BERCUCI, J. BLÜMER, H. BOZDOG, I. BRANCUS, A. CHILINGARIAN, K. DAUMILLER, *et al.*, “KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems”, *Astroparticle Physics* **24** (2005) no. 1-2, 1–25.
- [48] A. ABDO *et al.*, “The large-scale cosmic-ray anisotropy as observed with milagro”, *The Astrophysical Journal* **698** (2009) no. 2, 2121–2130. <http://stacks.iop.org/0004-637X/698/2121>.
- [49] S. MOREGGIA, *Influence de l’Atmosphère sur la Détection Spatiale des Rayons Cosmiques d’Ultra-Haute Energie*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble, 2007.
- [50] N. KURAHASHI et G. GRATTA, “Oceanic ambient noise as a background to acoustic neutrino detection”, *Physical Review D* **78** (2008) no. 9, 92001.
- [51] P. ALLISON, J. BEATTY, P. CHEN, A. CONNOLLY, M. DUVERNOIS, P. GORHAM, F. HALZEN, K. HANSON, K. HOFFMAN, A. KARLE, *et al.*, “IceRay : An IceCube-centered radio-Cherenkov GZK neutrino detector”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **604** (2009) no. 1-2S, 64–69.
- [52] S. BARWICK *et al.*, “Constraints on cosmic neutrino fluxes from the ANITA experiment”, *Phys. Rev. Lett* **96** 171101.
-

-
- [53] N. LEHTINEN, P. GORHAM, A. JACOBSON, et R. ROUSSEL-DUPRE, “FORTE satellite constraints on ultrahigh energy cosmic particle fluxes”, *Physical Review D* **69** (2004) no. 1, 13008.
- [54] P. GORHAM, C. HEBERT, K. LIEWER, C. NAUDET, D. SALTZBERG, et D. WILLIAMS, “Experimental limit on the cosmic diffuse ultrahigh energy neutrino flux”, *Physical review letters* **93** (2004) no. 4, 41101.
- [55] P. BLACKETT et A. LOVELL, “Radio echoes and cosmic ray showers”, *Proc. of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* (1941) 183–186.
- [56] B. LOVELL, *The Story of Jodrell Bank*. Oxford University Press, 1968.
- [57] W. GALBRAITH et J. JELLEY, “Light pulses from the night sky associated with Cosmic Rays”, (1953).
- [58] G. ASKARYAN, “Soviet Phys”, *JETP* **14** (1962) 411.
- [59] J. JELLEY, J. FRUIN, N. PORTER, T. WEEKS, F. SMITH, et R. PORTER, “Radio pulses from extensive cosmic-ray air showers”, *NATURE* **205** (1965) 327.
- [60] T. C. WEEKES, “Radio pulses from cosmic ray air showers”, *AIP CONF.PROC.* **579** (2001) 3. <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:astro-ph/0102342>.
- [61] F. KAHN et I. LERCHE, “Radiation from cosmic ray air showers”, *Proc. of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990)* **289** (1966) no. 1417, 206–213.
- [62] S. COLGATE, “The detection of high-energy cosmic-ray showers by the combined optical and electromagnetic pulse”, *Journal of Geophysical Research* **72** (1967) 4869–4879.
- [63] H. ALLAN, R. CLAY, et J. JONES, “Frequency Spectrum of Air Shower Radio Pulses”, (1970).
- [64] D. FEGAN et P. SLEVIN, “Radio Pulses from Extensive Air Showers at 520 MHz”, (1968).
- [65] J. PRESCOTT, G. PALUMBO, J. GALT, et C. COSTAIN, “Radio signals from air showers at 22 MHz”, *Canadian Journal of Physics* **46** (1968) no. 10, 246–249.
- [66] W. E. HAZEN, A. Z. HENDEL, H. SMITH, et N. J. SHAH, “Polarization of radio pulses from extensive air showers”, *Phys. Rev. Lett.* **22** (Jan 1969) 35–37.
- [67] H. ALLAN et J. JONES, “Radio pulses from extensive air showers”, *Nature* **212** (1966) 129–131.
- [68] H. ALLAN, “Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics”, *Amsterdam* **10** (1971) 171.
- [69] V. ATRASHKEVICH, O. VEDENEV, H. ALLAN, J. JONES, N. MANDOLESI, G. MORIGI, et G. PALUMBO, “Electric field strength of radiofrequency radiation from extensive air showers”, *Name : Sov. J. Nucl. Phys.(Engl. Transl)* (1978) .
- [70] K. GREEN, J. ROSNER, D. SUPRUN, et J. WILKERSON, “A prototype system for detecting the radio-frequency pulse associated with cosmic ray air showers”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **498** (2003) no. 1-3, 256–288, [arXiv:astro-ph/0205046](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0205046).
- [71] M. DOVA, H. FANCHIOTTI, C. GARCIA-CANAL, L. EPELE, S. SCIUTTO, J. SWAIN, et L. TAYLOR, “Monte Carlo Modelling of Radio Emission from Extensive Air Showers”, *In Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City (USA)*, vol. 1. 1999.
- [72] D. SUPRUN, P. GORHAM, et J. ROSNER, “Synchrotron radiation at radio frequencies from cosmic ray air showers”, *Astroparticle Physics* **20** (2003) no. 2, 157–168.
- [73] T. HUEGE et H. FALCKE, “Radio emission from cosmic ray air showers. Coherent geosynchrotron radiation”, *Astronomy and Astrophysics* **412** (2003) no. 1, 19–34.
-

- [74] T. HUEGE et H. FALCKE, “Radio emission from cosmic ray air showers: Monte Carlo simulations”, *Astronomy & Astrophysics* **430** (2005) no. 3, 779–798.
- [75] M. DUVERNOIS, B. CAI, et D. KLECKNER, “Geosynchrotron radio pulse emission from extensive air showers: Simulations with AIRES”, *In Proc. of the 29th ICRC, Pune (India)*, vol. 8. 2005.
- [76] C. RIVIÈRE, F. MONTANET, et J. CHAUVIN, “Radio Emission AIRES: Results and parameterization”, *to appear in Proc. of the 31st ICRC. Lodz (Poland)* (2009) , arXiv:0906.2698.
- [77] R. ENGEL, N. KALMYKOV, et A. KONSTANTINOV, “Simulation Cherenkov and Synchrotron Radio Emission in EAS”, *Proc. 29 th ICRC, Pune, India, Tata Institute of Fundamental Research, eds. BS Acharya et al* **6** (2005) 9.
- [78] T. HUEGE, R. ULRICH, et R. ENGEL, “Monte Carlo simulations of geosynchrotron radio emission from CORSIKA-simulated air showers”, *Astroparticle Physics* **27** (2007) no. 5, 392–405.
- [79] K. WERNER et O. SCHOLTEN, “Macroscopic treatment of radio emission from cosmic ray air showers based on shower simulations”, *Astroparticle Physics* **29** (2008) no. 6, 393–411.
- [80] N. MEYER-VERNET, A. LECACHEUX, et D. ARDOUIN, “Radio pulses from cosmic ray air showers - Boosted Coulomb and Cherenkov fields”, *Astronomy and Astrophysics* **480** (2008) no. 1, 15–25.
- [81] T. GOUSSET, J. LAMBLIN, et S. VALCARES, “Radioelectric fields from cosmic-ray air showers at large impact parameters”, *Astroparticle Physics* **31** (2009) no. 1, 52–62.
- [82] J. CHAUVIN, C. RIVIÈRE, F. MONTANET, D. LEBRUN, et B. REVENU, “Radio emission in a toy model with point-charge-like air showers”, *Astroparticle Physics* **33** (2010) no. 5-6, 341–350.
- [83] D. LEBRUN et J. CHAUVIN, “Radio emission from cosmic ray air shower via Inverse Compton Scattering”, *In to appear in Proc. of the 31st ICRC. Lodz (Poland)*. 2009.
- [84] “1st EAS Radio Theory Meeting, Sept. 10–12 2007, Karlsruhe”. <http://www-ik.fzk.de/~huege/theorymeeting.html>.
- [85] “LOFAR home page”. <http://www.lofar.org>.
- [86] “SKA (Square Kilometre Array) home page”. <http://www.skatelescope.org>.
- [87] “First International Workshop on Radio Detection of High-Energy Particles, Los Angeles”. <http://www.physics.ucla.edu/~moonemp/radhep/workshop.html>, 2000.
- [88] H. FALCKE et P. GORHAM, “Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope”, *Astroparticle Physics* **19** (2003) no. 4, 477–494.
- [89] T. ANTONI, W. APEL, F. BADEA, K. BEKK, A. BERCUCI, H. BLÜMER, H. BOZDOG, I. BRANCUS, C. BÜTTNER, A. CHILINGARIAN, *et al.*, “The cosmic-ray experiment KASCADE”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A* **513** (2003) no. 3, 490–510.
- [90] H. FALCKE, W. APEL, A. BADEA, L. BÄHREN, K. BEKK, A. BERCUCI, M. BERTAINA, P. BIERMANN, J. BLÜMER, H. BOZDOG, *et al.*, “Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers”, *Nature* **435** (2005) no. 7040, 313–316.
- [91] S. NEHLS, A. HAKENJOS, M. ARTS, J. BLÜMER, H. BOZDOG, W. van CAPPELLEN, H. FALCKE, A. HAUNGS, A. HORNEFFER, T. HUEGE, *et al.*, “Amplitude calibration of a digital radio antenna array for measuring cosmic ray air showers”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **589** (2008) no. 3, 350–361.
- [92] T. ASCH, “LOPES-STAR in Karlsruhe”. <http://www.astro.ru.nl/lopes/events/2008-12-05>.
-

-
- [93] F. SCHRÖDER *et al.*, “Time Calibration of the Radio Air Shower Array LOPES”, (2009), arXiv:0907.3098.
- [94] H. GEMMEKE *et al.*, “Radio Detection Techniques for Cosmic Rays”, 2007. 6^e Rencontres du Vietnam, Hanoi, Vietnam.
- [95] W. APEL, T. ASCH, A. BADEA, L. BÄHREN, K. BEKK, A. BERUCI, M. BERTAINA, P. BIERMANN, J. BLÜMER, H. BOZDOG, *et al.*, “Progress in air shower radio measurements: Detection of distant events”, *Astroparticle Physics* **26** (2006) no. 4-5, 332–340.
- [96] A. HORNEFFER *et al.*, “Primary Particle Energy Calibration of the EAS Radio Pulse Height”, *In Proc. of the 30th ICRC, Merida (Mexico)*. 2007.
- [97] <http://www.obs-nancay.fr/>. Observatoire de Nançay.
- [98] J. JELLEY, W. CHARMAN, J. FRUIN, F. GRAHAM SMITH, R. PORTER, N. PORTER, T. WEEKES, et B. MCBREEN, “Radio pulses from extensive air showers”, *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)* **46** (1966) no. 4, 649–667.
- [99] D. ARDOUIN, A. BELLÉTOILE, D. CHARRIER, R. DALLIER, L. DENIS, P. ESCHSTRUTH, T. GOUSSET, F. HADDAD, J. LAMBLIN, P. LAUTRIDOU, *et al.*, “Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A* **555** (2005) no. 1-2, 148–163.
- [100] D. ARDOUIN, A. BELLETOILE, D. CHARRIER, R. DALLIER, L. DENIS, P. ESCHSTRUTH, T. GOUSSET, F. HADDAD, J. LAMBLIN, P. LAUTRIDOU, *et al.*, “Radioelectric field features of extensive air showers observed with CODALEMA”, *Astroparticle Physics* **26** (2006) no. 4-5, 341–350.
- [101] A. BELLÉTOILE, *Développement et analyse des données d’une expérience de radiodétection des rayons cosmiques d’ultra haute énergie*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2007. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00202782/fr/>.
- [102] M. AGLIETTA, B. ALESSANDRO, P. ANTONIOLI, F. ARNEODO, L. BERGAMASCO, C. FAUTH, C. CASTAGNOLI, A. CASTELLINA, et C. CATTADORI, “UHE cosmic ray event reconstruction by the electromagnetic detector of EAS-TOP.”, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (1993) no. 1, 310–321.
- [103] G. AGNETTA, P. ASSIS, B. BIONDO, P. BROGUEIRA, A. CAPPA, O. CATALANO, J. CHAUVIN, G. D. STAITI, M. DATTOLI, M. ESPIRITO-SANTO, L. FAVA, P. GALEOTTI, S. GIARRUSSO, G. GUGLIOTTA, G. L. ROSA, D. LEBRUN, M. MACCARONE, A. MANGANO, L. MELO, S. MOREGGIA, M. PIMENTA, F. RUSSO, O. SAAVEDRA, A. SEGRETO, J. SILVA, P. STASSI, B. TOMÈ, P. VALLANIA, et C. VIGORITO, “Extensive air showers and diffused Cherenkov light detection : The ULTRA experiment”, *NIM A* **570** (2007) no. 1, 22 – 35.
- [104] J. ALVAREZ-MUNIZ, R. ENGEL, T. GAISSER, J. ORTIZ, et T. STANEV, “Atmospheric shower fluctuations and the constant intensity cut method”, *Physical Review D* **66** (2002) no. 12, 123004.
- [105] D. CHARRIER *et al.*, “Design of a low noise, wide band, active dipole antenna for a cosmic ray radiodetection experiment”, *In Antennas and Propagation International Symposium, 2007 IEEE*, p. 4485–4488. 2007.
- [106] “EZNEC”. <http://www.eznec.com>.
- [107] “HFSS”. <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss>.
- [108] J. LAMBLIN *et al.*, “Radiodetection of astronomical phenomena in the cosmic ray dedicated CODALEMA experiment”, *In International Cosmic Ray Conference*, vol. 5, p. 921–924. 2008.
-

-
- [109] D. ARDOUIN, A. BELLETOILE, C. BERAT, D. BRETON, D. CHARRIER, J. CHAUVIN, M. CHENDEB, A. CORDIER, S. DAGORET-CAMPAGNE, R. DALLIER, *et al.*, “Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by CODALEMA”, *Astroparticle Physics* **31** (2009) 192–200.
- [110] W. PRESS, S. TEUKOLSKY, W. VETTERLING, et B. FLANNERY, “Numerical recipes in C: the art of scientific computing”, (1992).
- [111] A. LECACHEUX *et al.*, “Radio signature of extensive air showers observed with the Nancay Decameter Array”, *In 31e International Cosmic Ray Conference, Lodz.* 2009.
- [112] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 2nd édition, 1975.
- [113] B. REVENU *et al.*, “Geomagnetic feature of the events observed by the self triggered, fully autonomous radiodetectors system installed at the CLF”, *Auger GAP Note* (2009) .
- [114] T. SAUGRIN, *Radiodétection et caractérisation de l'émission radio des gerbes cosmiques d'énergie supérieure à 10^{16} eV avec l'expérience CODALEMA*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2008.
- [115] A. NIGL, W. APEL, J. ARTEAGA, T. ASCH, J. AUFFENBERG, F. BADEA, L. B "AHREN, K. BEKK, M. BERTAINA, P. BIERMANN, *et al.*, “Direction identification in radio images of cosmic-ray air showers detected with LOPES and KASCADE”, *Astronomy and Astrophysics* **487** (2008) no. 2, 781–788.
- [116] B. REVENU *et al.*, “Radiodetection of cosmic air showers with autonomous radio detectors installed at the Pierre Auger Observatory”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **604** (2009) no. 1-2S, 37–40.
- [117] THE PIERRE AUGER COLLABORATION, “Operations of and Future Plans for the Pierre Auger Observatory”, (2009), [arXiv:0906.2354](https://arxiv.org/abs/0906.2354).
- [118] “Intensité du champ géomagnétique obtenu à partir du modèle IGRF2000”. http://www.dmi.dk/eng/index/research_and_development/solar-terrestrial_physics_division/the_oersted-satellite.htm.
- [119] J. ABRAHAM, P. ABREU, M. AGLIETTA, E. AHN, D. ALLARD, I. ALLEKOTTE, J. ALLEN, J. ALVAREZ-MUNIZ, M. AMBROSIO, L. ANCHORDOQUI, *et al.*, “Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **613** (2010) no. 1, 29–39.
- [120] A. van den BERG *et al.*, “Radio detection of cosmic rays at the southern Auger Observatory”, *to appear in Proc. of the 31st ICRC. Lodz (Poland)* (2009) , [arXiv:0908.4422](https://arxiv.org/abs/0908.4422).
-

Résumé

La radiodétection des rayons cosmiques de haute énergie est actuellement l'objet d'une intense activité de recherche, tant sur le plan expérimental que théorique. La problématique actuelle est de savoir si elle représente une technique compétitive par rapport à ou en complément des techniques de détection classiques ; aussi bien afin de couvrir les surfaces permettant d'accumuler de la statistique aux plus hautes énergies (autours de 10^{20} eV – là où l'astronomie des particules deviendrait possible) que de caractériser précisément le rayonnement cosmique à des énergies plus modérées (quelques 10^{18} eV). Au cours de ce travail, nous avons tenté de nous approcher de la réponse à cette question, grâce à des modélisations de l'émission radio, à l'analyse de données expérimentales et en préparant les détecteurs à venir.

Au niveau modélisation, l'émission géosynchrotron des particules des gerbes a été abordée analytiquement en utilisant un modèle de gerbe simplifiée et d'autre part avec la simulation Monte Carlo AIRES pour obtenir un développement de gerbe réaliste. Différentes dépendances du champ électrique ont été extraites, dont une proportionnalité du champ avec le vecteur $-\vec{v} \times \vec{B}$ sous certaines conditions.

Expérimentalement, l'analyse des données du détecteur CODALEMA a permis de mieux caractériser le champ électrique produit par les gerbes, avec notamment la topologie de la distribution du champ au sol, la dépendance avec l'énergie et un champ compatible avec une proportionnalité avec $-\vec{v} \times \vec{B}$. Ces différents résultats sont regroupés sous la forme d'une formule générale du champ. Davantage de données sont probablement nécessaires avant de statuer définitivement sur l'intérêt de la radiodétection.

La formule obtenue grâce à CODALEMA a finalement été utilisée pour extrapoler les résultats de CODALEMA à un futur grand réseau, résultat appliqué notamment au détecteur AERA de l'Observatoire Pierre Auger.

Abstract

Radio detection of high energy cosmic rays is currently being reinvested, both on the experimental and theoretical sides. The question is to know whether radiodetection is a competitive technique compared or in addition to usual detection techniques ; in order to increase statistics at the highest energies (around 10^{20} eV – where particle astronomy should be possible) or to characterize precisely the cosmic rays at lower energies (some 10^{18} eV). During this work, we tried to progress towards the answer, using radio emission models, experimental data analysis and preparing the next generation of detectors.

On the theoretical side, geosynchrotron emission of the particles of the showers has been computed analytically using a simplified shower model as well as using the Monte Carlo simulation AIRES to have a realistic shower development. Various dependencies of the electric field have been extracted, among which a proportionality of the field with the $-\vec{v} \times \vec{B}$ vector under certain conditions.

Experimentally, the analysis of CODALEMA data enabled to characterise more precisely the electric field produced by air showers, in particular the topology of the field at ground level, the energy dependency and the coherence with a $-\vec{v} \times \vec{B}$ proportionality. These results are summarised in an overall parametrization of the electric field. More data are probably required in order to give a definitive statement on the interest of the radiodetection technique.

The CODALEMA parametrization has finally been used to extrapolate CODALEMA's results to a future larger array, extrapolation applied in particular to the AERA detector of the Pierre Auger Observatory.