

UNIVERSITÉ DE NANTES  
UFR SCIENCES ET TECHNIQUES

---

**ÉCOLE DOCTORALE**  
**SCIENCE ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATERIAUX**

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Année 2008

# Radiodétection et caractérisation de l'émission radio des gerbes cosmiques d'énergie supérieure à $10^{16}$ eV avec l'expérience CODALEMA

---

**THÈSE DE DOCTORAT**

Discipline : Physique Nucléaire  
Spécialité : Astroparticule

*Présentée  
et soutenue publiquement par*

**Thomas SAUGRIN**

*Le 28 novembre 2008, devant le jury ci-dessous*

Président  
Rapporteurs Alain FALVARD, Directeur de Recherche CNRS  
Joel CHAUVIN, Directeur de Recherche CNRS  
Examineurs Nicole CORNILLEAU-WEHLIN, Directeur de Recherche  
Etienne PARIZOT, Professeur d'Université, Paris 7  
Pascal LAUTRIDOU, Directeur de Recherche CNRS  
Olivier RAVEL, Maître de Conférence, Université de Nantes

*Directeur de thèse : Pascal LAUTRIDOU*

ED : STIM.....

## Résumé en français

L'étude des rayons cosmiques de ultra haute énergie, particules dont la nature et l'origine reste encore aujourd'hui inconnue, s'effectue par la mesure de cascade de particule appelée gerbes cosmiques créées lors de leur interaction avec l'atmosphère terrestre. Deux techniques permettent de détecter et de caractériser ces gerbes : la détection au sol par réseaux de détecteurs de particules et la détection de la lumière de fluorescence émise par la gerbe.

Idee datant des années 1960, la radiodétection de gerbes cosmiques par la mesure du champ électrique induit par les particules chargées de la cascade fut à l'époque abandonnée à cause de difficultés techniques. Créée en 2002, l'expérience CODALEMA a dans sa première configuration permis de prouver la faisabilité et l'intérêt de la radiodétection pour l'étude des rayons cosmiques. L'expérience a depuis subi une évolution majeure en remplaçant les antennes log-périodiques par des dipôles actifs dédiés à la radiodétection et en installant un trigger réalisé par un réseau de 17 scintillateurs capables de fournir une estimation de l'énergie des particules primaires.

L'objectif de CODALEMA est de caractériser le signal électrique induit par une gerbe cosmique en fonction des paramètres physiques de la gerbe. Cette thèse présente, entre autre, les distributions angulaires des directions d'arrivées des gerbes mesurées par CODALEMA. Elles permettent pour la première fois de prouver l'origine géomagnétique du champ électrique induit par une gerbe. Les distributions latérales de champ électrique induit, ainsi que la corrélation entre l'énergie du primaire et l'amplitude du signal électrique sont également présentées.

## Titre et résumé en anglais

Ultra high energy cosmic rays, extraterrestrial particles which nature and origin remain today uncertain, are ordinarily studied by using two major techniques of EAS (Extensive Air Shower) detection: ground particles detectors or fluorescence light telescopes.

Appeared for the first time in the 60', researches on EAS radiodetection by measuring the electric field induced by shower's charged particles was first stopped because of technical difficulties. With the developpement of fast electronic, radiodetection technique became again potentially interesting for cosmic rays study. The CODALEMA experiment, since 2002, use and improve the radiodetection method. These last years, the experimental setup was largely modified, original log-periodic antennas were replaced by active dipole dedicated to radiodetection and the trigger, realized by an array of 17 scintillators, allow now to estimate the primary cosmic ray energy.

Present objective of CODALEMA is to characterize the electric signal induced by an EAS, according to the physical parameters of the shower. In this thesis the main results obtain by CODALEMA are presented. The evidences for a geomagnetic origin of EAS radioelectric field is one of the more important. Moreover a first study of electric field lateral distribution functions and the correlation between the primary particle energies with the amplitude of the EAS electric field are also discussed.

Mots clés : Rayon cosmique, Gerbe atmosphérique, Auger, CODALEMA, Radiodétection, Antenne

Discipline : Astroparticules

N° :

( Ne rien inscrire, attribué par la bibliothèque )

Introduction .....	5
Chapitre 1 – Les rayons cosmiques .....	8
I. Historique des rayons cosmiques .....	8
1. La découverte .....	8
a. Caractérisation du rayonnement cosmique .....	8
b. Naissance de la physique des particules .....	12
2. La détection des gerbes atmosphériques .....	15
a. Principe .....	15
b. Détection par réseau de surface .....	18
c. Détection par fluorescence .....	20
d. Détecteurs hybrides .....	22
e. Astronomie et particules cosmiques .....	23
II. Etat des lieux des connaissances .....	27
1. Le spectre des rayons cosmiques .....	27
a. Le genou .....	28
b. La cheville .....	29
2. La coupure GZK .....	30
3. Les résultats actuels .....	32
a. Composition .....	32
b. Sources potentielles .....	34
Chapitre 2 – Principes théoriques de la radiodétection .....	37
I. Les premiers pas de la radiodétection .....	37
II. Modèles théoriques actuels .....	44
1. Modèle microscopique .....	45
2. Modèle macroscopique .....	48
III. Applications expérimentales .....	50
1. Caractéristiques du signal attendu .....	50
2. Intérêt de la radiodétection .....	52
Chapitre 3 – L’expérience CODALEMA .....	54
I. Fonctionnement général .....	54
1. Principes fondateurs .....	54
2. Localisation .....	55
II. Configuration originale de l’expérience CODALEMA .....	58
1. Description du setup .....	58
a. Antennes log-périodiques .....	59
b. Trigger scintillateurs LAL .....	60
c. Acquisition .....	61
2. Résultats obtenus et conclusions .....	61
a. Estimation du seuil radio en énergie .....	62
b. Premiers profils latéraux de distribution du champ électrique .....	63
c. Répercussions sur l’évolution de l’expérience CODALEMA .....	64
III. Nouvelle configuration de l’expérience CODALEMA .....	65
1. Le détecteur radio : antenne dipôle active .....	65
a. Contraintes sur le développement de la nouvelle antenne .....	65
b. Fonctionnement et caractéristiques intrinsèques .....	67
i. Dimensionnement de l’antenne .....	67
ii. Gain et directivité .....	68

iii.	Réponse en fréquence de l'antenne .....	69
iv.	Caractéristiques de l'amplificateur .....	71
c.	Sensibilité au bruit galactique .....	72
2.	Trigger particule : le réseau de scintillateurs .....	74
a.	Fonctionnement et caractéristiques .....	74
b.	Estimation de l'énergie de la particule primaire .....	76
3.	Acquisition .....	79
4.	Configurations de l'expérience CODALEMA .....	80
a.	Phase hybride .....	80
b.	Configuration actuelle .....	81
IV.	Traitement des données brutes .....	84
a.	Correction de l'atténuation du signal dans les câbles et filtrage numérique en fréquence .....	85
i.	Correction de l'atténuation du signal .....	85
ii.	Filtrage numérique en fréquence .....	87
b.	Recherche et marquage des impulsions .....	88
i.	Méthode par seuil .....	89
ii.	Méthode LPC .....	89
c.	Reconstruction de la direction d'arrivée de l'onde radio .....	91
d.	Sélection des candidats radio correspondant à une gerbe atmosphérique .....	92
Chapitre 4 – Analyse des données .....		95
I.	Echantillon statistique .....	95
II.	Energie des rayons cosmiques .....	96
a.	Distribution en énergie .....	96
b.	Efficacité de détection .....	98
III.	Distributions angulaires .....	99
a.	Données du réseau de scintillateurs .....	99
b.	Données du réseau d'antennes .....	103
i.	Distribution en angle zénithal .....	103
ii.	Distribution en angle azimutal .....	106
iii.	Comparaison avec les antennes log-périodiques .....	107
Chapitre 5- Résultats .....		111
I.	Asymétrie Nord-Sud .....	111
1.	Signature d'un effet géomagnétique .....	112
2.	Modèle géomagnétique simplifié .....	115
3.	Comparaison avec les résultats expérimentaux .....	120
II.	Distribution latérale du champ électrique induit .....	124
1.	Elaboration des profils de champ induit .....	125
a.	Calcul de la distance à l'axe de la gerbe .....	125
b.	Calcul du champ électrique mesuré .....	126
c.	Ajustement du profil .....	128
2.	Analyse des distributions latérales de champ électrique induit .....	130
a.	Comportement observé de la décroissance des profils longitudinaux .....	132
i.	Erreur de l'ajustement sur le paramètre $d_0$ .....	133
ii.	Profils avec une décroissance $d_0$ « finie » .....	136
iii.	Profils avec une décroissance $d_0$ « infinie » .....	138
b.	Conséquences sur la caractérisation de l'observable radio sur l'énergie du primaire .....	140

III.	Relations entre le champ électrique induit et l'énergie du rayon cosmique primaire	142
1.	Corrélation en énergie .....	143
a.	Corrélation pour l'ensemble des événements .....	145
b.	Corrélation pour les événements avec un profil longitudinal correctement estimé	149
c.	Corrélation pour l'ensemble des événements en utilisant l'observable $E_{moy}$ .....	152
2.	Extrapolations.....	153
a.	Estimation de l'énergie des événements externes par la radio.....	153
b.	Extension du champ électrique à ultra-haute énergie.....	157
	CONCLUSION .....	159



# Introduction

L'étude des astres et des phénomènes cosmiques s'est longtemps faite à partir d'un seul porteur d'information : le photon dans le domaine optique. C'est donc à l'œil nu, puis en utilisant des machineries de plus en plus complexes, que les astronomes ont peu à peu cartographier et étudié le Ciel. Toutefois, la diversité et la complexité des phénomènes astrophysiques en jeu dans l'Univers ne peuvent être entièrement résumées à une étude purement visuelle. Cet état de fait fut clairement mis en évidence en 1967 quand l'existence de pulsars, objets astrophysiques invisibles à l'œil mais émettant un rayonnement électromagnétique extrêmement élevé, fut établie par la radioastronomie. Il devint dès lors évident que seule une approche multi-messagers de l'étude de l'Univers permettrait de connaître, et surtout de comprendre l'ensemble des phénomènes se produisant dans le Cosmos. Outre les photons dans les domaines optique et radio, ces nouveaux porteurs d'informations sont principalement les neutrinos et le rayonnement cosmique, qui va nous intéresser particulièrement dans le cadre de cette thèse.

Le rayonnement cosmique est composé, contrairement à ce que son nom indique, de particules chargées bombardant la Terre en permanence. Contrairement aux photons et aux neutrinos, ces particules subissent l'influence de différents champs magnétiques, comme par exemple le champ magnétique galactique, et leurs directions d'arrivée sur Terre sont donc décorrélatées de la position réelle de leurs sources. Une astronomie basée sur le rayonnement cosmique serait donc a priori impossible, mais l'une des principales caractéristiques du rayonnement cosmique est son large spectre en énergie s'étendant jusqu'à des énergies macroscopiques de l'ordre de  $10^{20}$  eV. Le rayonnement cosmique à ces énergies (ou UHECR pour Ultra High Energy Cosmic Rays) n'est que très peu sensible aux champs magnétiques et la position de la source peut être alors connue : une astronomie UHERC est donc bel et bien envisageable.

Malheureusement, le flux d'UHECR est extrêmement faible (de l'ordre d'une particule par  $\text{km}^2$  par siècle à  $10^{20}$  eV), rendant une détection directe de la particule très improbable. Comment une astronomie basée sur les UHERC serait-elle possible ? La réponse à cette question est à la fois représentative de l'intérêt grandissant pour l'étude du rayonnement cosmique, mais aussi de sa complexité. En effet, si la particule cosmique demeure indétectable, son interaction avec l'atmosphère terrestre ne l'est pas car elle est à l'origine du développement d'une cascade de particules, ou gerbe atmosphérique. Ce phénomène de cascade est extrêmement bien connu et étudié dans le cadre de la physique des particules grâce à l'utilisation de machines tels les accélérateurs ou les collisionneurs, mais à des énergies beaucoup plus faibles. A titre indicatif, l'énergie maximale (ramené à une collision sur cible fixe) qui sera atteinte par le collisionneur LHC est de l'ordre de  $10^{17}$  eV, soit au moins deux ordres de grandeurs en-dessous de l'énergie des UHERC ! Tout le défi de l'étude des UHERC est là : être capable de connaître les caractéristiques d'une particule cosmique (nature, énergie, direction d'arrivée) à partir de la gerbe atmosphérique induite dont les mécanismes internes à ces énergies n'ont jamais été étudiés expérimentalement. Cette discipline, à la frontière de l'astronomie, de l'astrophysique et de la physique des particules, est aujourd'hui appelée astroparticules.

A l'heure actuelle, deux techniques de détection de gerbes atmosphériques sont principalement utilisés dans le cadre de l'étude du rayonnement cosmique. Historiquement, la première est la détection de gerbes atmosphériques par réseaux de surface utilisant des

détecteurs de particules comme les compteurs Geiger, les scintillateurs ou les cuves Cerenkov. La seconde, utilisée depuis le début des années 1980, repose sur le principe de la détection de la lumière de fluorescence émise par la désexcitation des molécules d'azote de l'atmosphère suite au passage de la cascade de particules. Ces deux techniques sont aujourd'hui parfaitement maîtrisées, et sont utilisées simultanément dans des observatoires hybrides, tel l'Observatoire Pierre Auger. Toutefois, dans l'optique d'une meilleure observation des gerbes atmosphériques, une troisième technique de détection est actuellement à l'étude : la radiodétection. En effet, les particules chargées de la gerbe peuvent générer un champ électrique selon différents mécanismes (émission Cerenkov radio, mécanismes géomagnétiques). Étudiée une première fois dans les années 60 en raison de son fort potentiel, la radiodétection s'est heurtée à de grandes difficultés techniques, et malgré la mise en évidence de l'existence du champ électrique induit par une gerbe, fut abandonnée au profit des deux techniques précédentes. Aujourd'hui, la technologie existante, notamment l'électronique rapide, permet une utilisation efficace de la radiodétection, et deux expériences tentent actuellement de caractériser la technique : LOPES en Allemagne, et l'expérience qui va particulièrement nous intéresser dans cette thèse, l'expérience CODALEMA.

Créée en 2002 sur le site de l'Observatoire de radioastronomie de Nançay, l'expérience CODALEMA a été conçue comme un démonstrateur, avec l'objectif de prouver la pertinence et la faisabilité de la technique de radiodétection. Cette configuration de CODALEMA était constituée d'un réseau d'antennes spirales log-périodiques (prêtées par le Réseau Décamétrique de Nançay), déclenché par un réseau de quatre scintillateurs. Les résultats obtenus ont permis de prouver sans ambiguïté l'existence du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique, ainsi que de caractériser les performances de la technique (estimation d'un seuil en énergie de détection radio, étude des profils longitudinaux de champ induit). L'ensemble de ces résultats est présenté dans la thèse d'Arnaud Bellétoile soutenue en 2007 (1).

En 2005, CODALEMA a subi une évolution majeure de son dispositif expérimental, notamment par un changement d'antennes (passage des antennes log-périodiques à des antennes dipolaires actives) et l'installation d'un nouveau réseau de scintillateurs trigger de l'expérience. L'objectif principal de cette seconde configuration est de définir la corrélation entre l'énergie de la gerbe, estimée par le réseau de scintillateurs, et une observable dépendant du signal radio électrique mesuré par le réseau d'antennes. Cette observable étant, selon certains modèles, directement liée au profil longitudinal du champ électrique induit, une analyse poussée du comportement général de ces derniers est donc nécessaire. C'est donc principalement sur ces deux points que se sont concentrés les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit.

Le premier chapitre introduira les bases de la physique du rayonnement cosmique. Après un bref historique présentant les grandes étapes de l'étude des rayons cosmiques, nous rappellerons les propriétés des gerbes atmosphériques et aux techniques de détection usuelles. Les résultats majeurs obtenus par la communauté depuis une cinquantaine d'années jusqu'à aujourd'hui seront ensuite présentés.

Le deuxième chapitre sera consacré aux principes théoriques de la création d'un champ électrique mesurable induit par une gerbe atmosphérique. Après un bref rappel historique, nous introduirons les deux principaux modèles actuels, le modèle géosynchrotron et le modèle de création par courant transverse. Nous en déduirons les caractéristiques du signal électrique attendu et les conséquences en découlant pour une expérience de radiodétection.

Le troisième chapitre sera consacré au dispositif expérimental de l'expérience CODALEMA. Après avoir introduit les principes fondateurs de l'expérience, nous présenterons rapidement la première configuration de l'expérience, ainsi que les résultats obtenus. Nous détaillerons ensuite la seconde configuration de CODALEMA, en présentant chacun de ses éléments (antennes, scintillateurs, acquisition). Dans un dernier point, la procédure de traitement des données du réseau d'antennes sera décrite en détail.

Le quatrième chapitre présentera l'analyse des données obtenues avec la seconde configuration de l'expérience CODALEMA. Nous nous intéresserons notamment à la distribution en énergie des événements radiodéfectés, afin d'en déduire un seuil en énergie de détection radio. Les distributions angulaires de ces événements seront également présentées.

Dans le cinquième et dernier chapitre, les résultats obtenus avec la seconde configuration de l'expérience CODALEMA seront développés. Une première partie sera consacrée à la mise en évidence, par la distribution des directions d'arrivée des événements radiodéfectés, d'un effet géomagnétique dans le mécanisme de création du champ électrique induit. Un modèle géomagnétique simplifié reproduisant la distribution angulaire observée sera également introduit. Cette étude a fait l'objet d'une publication qui est consultable en annexe. Dans une deuxième partie, nous présenterons les profils longitudinaux de champ électrique induit mesurés par l'expérience CODALEMA et détaillerons le comportement observé. Dans une troisième et dernière partie, une étude de la corrélation entre l'énergie estimée de la gerbe et différentes observables purement radio de l'énergie sera présentée pour la première fois.

# Chapitre 1 – Les rayons cosmiques

## I. Historique des rayons cosmiques

### 1. La découverte

#### a. Caractérisation du rayonnement cosmique

Aujourd'hui, l'évocation de la physique des particules fait aussitôt penser à des machines complexes, des accélérateurs géants tels le LHC ou le RHIC, seuls outils capables d'atteindre les énergies nécessaires pour sonder la matière à l'échelle de ses composants ultimes (quarks, gluons). Pourtant, la physique des particules est née à une époque proche, il y a moins d'un siècle, en utilisant des moyens de détection qui nous semble aujourd'hui rudimentaires, comme de simples plaques photographiques. Et nul besoin alors de machineries technologiquement avancées, c'est en comprenant que la Terre était la cible de particules d'énergie gigantesque en provenance de l'espace intersidéral que les physiciens du début du XXème siècle ont jeté les bases de ce qui deviendrait l'une des plus belles réussites de la physique moderne. Ce rayonnement cosmique, à la fois objet et outil d'étude, est une découverte majeure du XXème siècle dont l'histoire est riche et complexe.

En 1885, le physicien allemand Wilhelm Röntgen découvre pendant ses travaux sur les tubes cathodiques l'existence des rayons X. Ces rayons présentent la particularité d'avoir un fort pouvoir pénétrant et d'imprimer une plaque photographique : ce sont des rayons ionisants. En 1896, la radioactivité naturelle est pour la première fois mise en évidence par le français Henri Becquerel, en montrant que des sels d'uranium peuvent imprimer une plaque photographique sans lumière. En 1897, Marie Curie se consacre à l'étude de ce nouveau type de rayonnement ionisant avec son mari, Pierre Curie. Ce dernier perfectionne alors un appareil de mesure de la charge électrique d'un corps existant depuis le milieu du XVIIIème siècle, l'électroscope (Figure 1).

Un électroscope est composé, pour le modèle le plus simple, de deux feuilles d'or reliés à une électrode. En chargeant l'électrode par une charge électrique, les feuilles d'or prennent toutes les deux la même charge et par conséquent s'écartent, la séparation étant directement lié à la charge soumise sur l'électrode. Si une radiation ionisante traverse l'électroscope, c'est-à-dire qu'il ionise l'air autour du détecteur, il y a décharge, et les deux feuilles se rapprochent. Ce détecteur de rayons ionisants est alors peu à peu perfectionné, mais un problème subsiste : même en absence de source radioactive et entouré de protections absorbantes, un électroscope est toujours soumis à des décharges, mesurant une faible ionisation résiduelle de l'air. Ce phénomène est à l'époque interprété comme la détection des rayonnements issus de la radioactivité naturelle émanant du sol.



Figure 1- Electroscope à feuilles d'or

En 1909, Theodore Wulf, un père jésuite physicien amateur, place un électroscope de sa conception en haut de la Tour Eiffel, soit une hauteur d'environ 300 mètres et observe effectivement une diminution des décharges de son appareil. Toutefois, le taux d'ionisation est neuf fois supérieur à celui attendu pour un effet purement du à la radioactivité du sol (2). En 1910, le suisse Albert Gœckel effectue un vol en ballon jusqu'à une altitude de 4500 mètres avec un électroscope. Le résultat obtenu est totalement inattendu : la vitesse de décharge augmente avec l'altitude, il existe donc un rayonnement ionisant très pénétrant provenant non pas du sol, mais du ciel ! Entre 1911 et 1913, en montant jusqu'à des altitudes de 9000 mètres, le baron autrichien Viktor Hess (Figure 2) confirme les mesures de Gœckel, et prouve par la même occasion l'indépendance jour/nuit du phénomène. Il restera dans l'Histoire comme le premier découvreur des rayons cosmiques.



Figure 2- Viktor Hess avant l'une de ses ascensions atmosphériques (1912)

La Première Guerre Mondiale éclate alors en Europe sans que l'origine de ce nouveau rayonnement soit clairement mise en évidence : prend-t-il son origine dans les hautes couches de l'atmosphère, ou est-ce un rayonnement d'origine extraterrestre ?

Les premiers éléments de réponse vont venir des expérimentations des physiciens américains Millikan et Bowen en 1922. Ces derniers lancent alors des ballons-sondes jusqu'à des altitudes de 15000 mètres espérant quantifier l'augmentation de la vitesse de décharge. En effet, si le rayonnement a une origine extérieure à la Terre, on attendrait a priori un accroissement exponentiel de l'ionisation jusqu'aux couches les plus élevées de l'atmosphère. Les résultats sont toutefois bien inférieurs à leurs prévisions, situant le maximum d'ionisation dans la haute atmosphère, ce que Millikan interprète dans un premier temps comme la signature d'une origine intra-atmosphérique du rayonnement. Entre 1922 et 1927, Millikan, Otis et Cameron poursuivent leurs expériences en étudiant le pouvoir pénétrant du rayonnement dans l'eau. Pour cela, ils se basent au Muir Lake, lac californien situé à 3600 mètres d'altitude et plongent progressivement leurs détecteurs dans l'eau en mesurant les taux de comptage à des profondeurs variables. Au fur et à mesure de la descente, les physiciens observent une diminution du taux: ils prouvent alors définitivement que le rayonnement provient effectivement du ciel. De plus, la même expérience est effectuée sur un second lac californien situé à 1600 mètres d'altitude, soit une différence d'atmosphère entre les deux lacs équivalente à 2 mètres d'eau. Les détecteurs dans ce second lac étant positionnés moins profondément dans l'eau de 2 mètres par rapport à ceux du Muir Lake, Millikan constate alors que les taux de comptage sont identiques. L'atmosphère, tout comme l'eau, n'a qu'un effet absorbant sur le rayonnement et n'a aucune incidence sur l'intensité de celui-ci. Le rayonnement n'a donc pas une origine atmosphérique : c'est la preuve définitive que celui-ci est bien extra-terrestre. En 1925, Millikan, persuadé que le rayonnement est composé de photons de haute énergie, baptise ce phénomène « rayons cosmiques » (3).

Toutefois, la composition exacte des rayons cosmiques reste extrêmement controversée dans la communauté scientifique de l'époque. En effet, certains physiciens, comme le prix Nobel Arthur Compton, étaient persuadés d'avoir affaire, non pas à des photons, mais à des particules chargées. La Terre étant entourée d'un champ magnétique dont les lignes de champ se rejoignent aux pôles magnétiques, des particules chargées arrivant du cosmos ne subissent pas la même influence magnétique selon leurs directions d'arrivée. Pour les particules chargées arrivant aux pôles, l'action du champ géomagnétique est minime et la particule pénètre facilement dans l'atmosphère. Mais pour une particule chargée arrivant à l'équateur, l'action due au champ géomagnétique est maximale. La particule est alors, en fonction de son énergie, soit complètement défléctée et rejetée vers l'espace, soit elle atteint l'atmosphère après avoir subi une déviation de sa direction d'arrivée. Si les rayons cosmiques sont bel et bien composés de particules chargées, alors on attendrait alors une baisse du taux d'ionisation de l'atmosphère à mesure que l'on se rapproche de l'équateur : c'est l'effet de latitude.

Cet effet fut pour la première fois mesuré en 1928 par James Clay lors d'un voyage par bateau entre la Hollande et Java, mesurant une chute de 14% de l'ionisation entre 45° Nord et l'équateur (4). Ce résultat fut confirmé par d'autres expériences, comme le voyage Hambourg – Le Havre – Buenos Aires (et retour) d'Auger et Leprince-Ringuet en 1933, mais des doutes subsistent alors en raison d'autres expériences ayant mesuré une indépendance de l'ionisation vis-à-vis de l'effet de latitude (Millikan en 1925, Bothe en 1930). Cette incertitude sur la composition du rayonnement cosmique est à l'origine de débats houleux entre physiciens, notamment une passe d'armes entre Millikan et Compton en 1932 qui leur valut de faire la couverture du New York Times (Figure 3)!



Figure 3- Une du New York Times du 31 Décembre 1932, rapportant les débats houleux sur la composition des rayons cosmiques entre Millikan et Compton

C'est toutefois ce dernier qui mettra fin à la polémique en lançant une expérience à l'échelle mondiale, la mission Compton, qui déploya, entre les années 1930 et 1940, 69 stations de mesure entre les latitudes 78° Nord et 46° Sud. Les résultats obtenus ont permis d'établir les lignes d'isocosmes, c'est-à-dire les lignes de même taux d'ionisation de l'atmosphère (5). Les isocosmes sont relativement alignés sur les parallèles géomagnétiques, prouvant ainsi que les rayons cosmiques sont principalement composés de particules chargées (Figure 4).

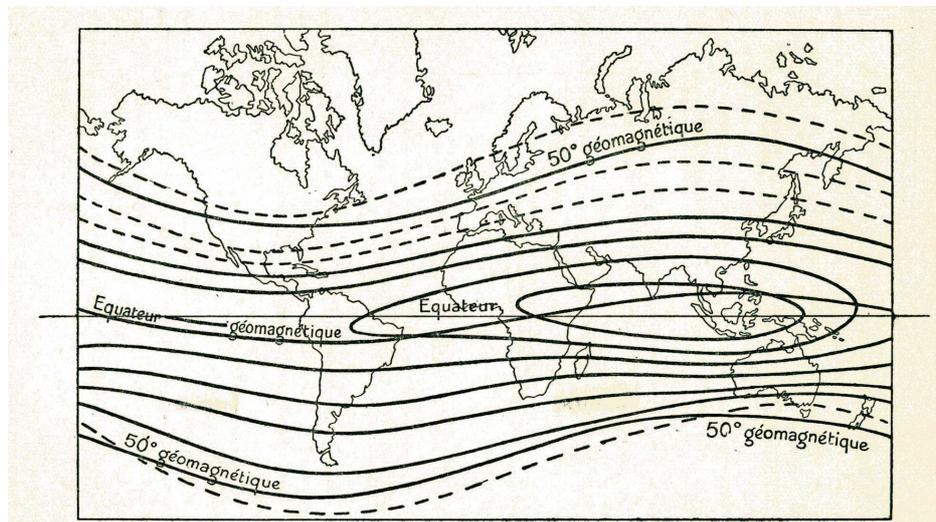


Figure 4- Cartes des isocosmes mesurées par la mission Compton (extrait de (6))

De plus, l'effet du champ géomagnétique sur les particules chargées dépend de la valeur positive ou négative de la charge de ces dernières. La mise en évidence d'un effet Est-Ouest par Johnson en 1933, c'est-à-dire un taux d'ionisation plus élevé vers l'Ouest, indique une prépondérance de particules chargées positivement dans le rayonnement cosmique. La communauté en déduisit alors que les rayons cosmique est principalement composé de noyaux d'hydrogène, ou protons, élément le plus répandu dans l'Univers.

En l'espace d'une vingtaine d'années, une caractérisation complète du rayonnement cosmique fut effectuée en utilisant principalement des méthodes de détection basées sur les chambres d'ionisation. Les rayons cosmiques sont des protons d'origine extraterrestre avec une distribution isotrope dans l'espace, mais dont le point d'émission reste inconnu. En effet, des études ont montré l'indépendance du flux de rayons cosmiques avec le Soleil, puis avec la Voie Lactée, semblant indiquer une origine extraterrestre encore mystérieuse.

De plus, le pouvoir pénétrant et ionisant des rayons cosmiques indique une énergie des particules absolument gigantesque comparé à celle des rayonnements radioactifs mesurés sur Terre. Le mystère du rayonnement cosmique n'était donc pas encore levé, mais les limites de l'investigation par chambres d'ionisation semblaient atteintes. Les physiciens vont alors utiliser un détecteur capable de visualiser la trajectoire des particules chargées et d'en déduire leur énergie, voire leur nature : la chambre de Wilson, ou chambre à brouillard.

## b. Naissance de la physique des particules

En 1910, Wilson invente la première chambre à brouillard. Dans une enceinte saturée de vapeur d'eau, on effectue une détente entraînant l'apparition d'une condensation sous forme de gouttelettes. Lors du passage d'une particule ionisante, les ions formés servent de germes autour desquels vont se former les gouttelettes, matérialisant une ligne de brouillard photographiable représentant la trajectoire de la particule. Par cette méthode, il est possible de différencier les particules, par exemple, un électron forme une ligne fine, tandis qu'une particule  $\alpha$  induit une ligne plus épaisse, et de déterminer leur quantité de mouvement en appliquant dans la chambre un champ magnétique et en mesurant son rayon de courbure.

En effet, si une particule chargée de masse  $m$  et de vitesse  $v$  est déviée par un champ magnétique  $H$ , sa quantité de mouvement  $m.v$  est directement liée à sa charge  $q$ , au champ magnétique uniforme appliqué et au rayon de courbure  $\rho$  de sa trajectoire par la relation :

$$m.v = q.e.H$$

Cette évolution de la chambre à impulsion a permis une première étude des réactions subatomiques en utilisant des sources radioactives et des écrans absorbants de différentes densités et de différentes épaisseurs. Toutefois, cette technique n'est pas facilement applicable à la physique des rayons cosmiques : avec un temps mort de l'ordre de la minute pour un temps de condensation de la vapeur d'eau inférieur à une seconde, il aurait fallu prendre un nombre de clichés extrêmement élevé pour espérer obtenir la trajectoire d'un rayon cosmique. C'est en appliquant à la chambre de Wilson le principe de la méthode des coïncidences, basé sur la détection d'une même particule par différents détecteurs disposés sur sa trajectoire (Figure 5), que Blackett et Occhialini, en 1932, permirent le déclenchement d'une chambre de Wilson consécutivement au passage d'un rayon cosmique.

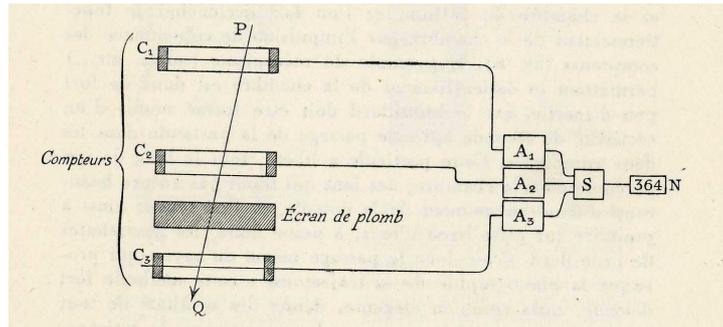


Figure 5- Principe de la méthode des coïncidences, le passage d'une particule de trajectoire PQ déclenchant ici un simple compteur N mais pouvant servir de déclencheur à une chambre de Wilson

Grâce à ce dispositif, le positron fut découvert accidentellement en 1932. Carl Anderson, en calibrant un nouveau type de chambre de Wilson à axe magnétique horizontal (jusqu'à présent, toutes les chambres utilisaient un champ magnétique vertical) et sans dispositif de déclenchement, découvrit dans ses clichés des traces typiques d'électrons dont la courbure était toutefois inverse à celle attendu, signant ainsi une charge positive (7). On peut voir sur la Figure 6 un exemple de cliché de trajectoire de particules vu par une chambre à brouillard qui permettront de donner la preuve de l'existence du positron. En effet, Paul Dirac avait prédit, dans ses travaux de 1928 (8), l'existence d'électrons avec une charge positive, mais ses conclusions n'avaient pas encore trouvé d'écho parmi la communauté scientifique, et notamment parmi les expérimentateurs bien loin des considérations théoriques de la physique quantique. Ce point de vue changea évidemment avec la découverte du positron, que l'on peut considérer comme le point de départ de la physique des particules telle que nous la connaissons aujourd'hui. De nombreux physiciens s'intéressèrent alors aux rayons cosmiques, non plus comme un objet d'étude, mais comme un outil permettant d'obtenir les énergies nécessaires à l'étude des particules élémentaires.

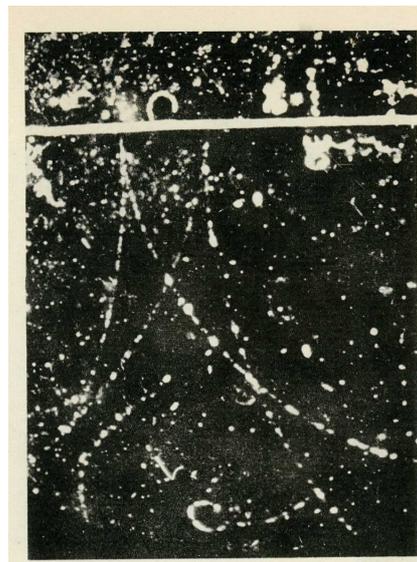


Figure 6- Création d'une paire électron-positron lors du passage d'un photon de haute énergie à travers une fine lame de plomb vu par une chambre de Wilson. Les rayons de courbure identiques signent une particule de même masse, mais de charge opposée

Il fallut alors se rendre là où le flux de rayons cosmiques est le plus intense et où les particules ont le plus d'énergie : ce fut le début de ce que l'on peut appeler la course à l'altitude. Les

avions de l'époque ne permettant de vol prolongé (et la plupart des appareils de navigation étant incompatibles avec les champs magnétiques utilisés pour courber la trajectoire des particules !), plusieurs physiciens imitèrent Viktor Hess et utilisèrent des ballons stratosphériques pouvant atteindre jusqu'à des altitudes de 30000 mètres (Figure 7). Piccard, Stevens ou Dolfus emmenèrent ainsi des chambres de Wilson jusqu'à des altitudes qui ne seraient dépassées que lorsque l'URSS fut capable de lancer son premier satellite en 1957.

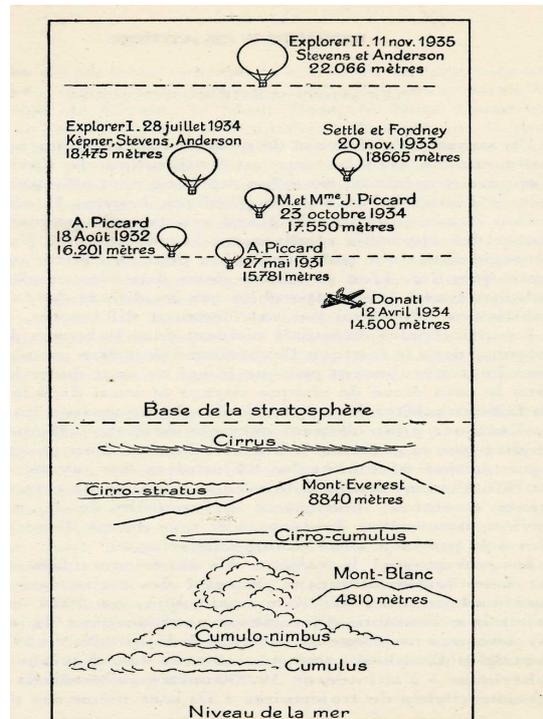


Figure 7- Quelques expéditions stratosphériques célèbres

Toutefois, outre un réel danger physique pour les astronautes, ces expéditions ne permettent pas de se placer dans des conditions optimales d'expérimentations, notamment en raison de la charge utile limitée des ballons et des difficultés d'alimentation des électroaimants fournissant le champ magnétique appliqué aux chambres de Wilson. Dans de nombreux cas, l'énergie des rayons cosmiques est tellement grande qu'ils ne subissent aucune déviation, laissant dans la chambre une trajectoire rectiligne ne donnant au final que très peu d'informations sur la particule détectée. Des observatoires de rayons cosmiques en haute altitude furent alors installés dans le monde : en Suisse (Jungfraujoch, 3500 mètres), aux USA (Pike's peak, 4300 mètres), ou encore en France sous l'impulsion de Louis Leprince-Ringuet (Aiguille du Midi, 3600 mètres).

En 1937, Anderson (encore lui !) et Neddermeyer identifient dans les clichés obtenus à l'observatoire de Pike's peak la présence d'une particule de masse intermédiaire entre le proton et l'électron, qu'ils nomment mésotron (du grec mesos signifiant médian) (9). Très rapidement, il fut montré qu'il existait de nombreuses particules de masse intermédiaire que l'on regroupa sous le terme générique de méson, le mésotron devenant le mu méson, puis le muon quand il fut établi qu'il était en fait un lepton !

La Seconde Guerre Mondiale interrompt une nouvelle fois les recherches sur le rayonnement cosmique jusqu'en 1947 où Powell met en évidence, à l'aide d'une nouvelle technique basée sur la trace de la trajectoire de particules chargées dans des émulsions photographiques,

l'existence d'une nouvelle particule, le pion. L'existence de cette particule, dont le principal canal d'interaction est la décroissance en muon, avait été prédite dès 1935 par la théorie des forces nucléaires de Yukawa.

Cette découverte fut le dernier résultat majeur obtenu en physique des particules à l'aide du rayonnement cosmique. Par la suite, les physiciens des particules délaissèrent le rayonnement venu du ciel pour utiliser celui obtenu par les accélérateurs de particules, comme le cyclotron inventé en 1931, qui permettent d'atteindre, dès les années 1950, des énergies suffisantes à l'étude des réactions subatomiques. Mais l'histoire du rayonnement cosmique ne va pas s'arrêter là, la découverte en 1938 du phénomène de gerbes atmosphériques va littéralement changer la vision de la nature des particules détectées.

## 2. La détection des gerbes atmosphériques

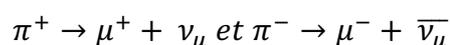
En 1938, le français Pierre Auger étudie les rayons cosmiques à l'aide de compteurs Geiger. Ce détecteur, imaginé par Geiger en 1913 et construit par le même en 1923, est une évolution de la chambre d'ionisation fonctionnant sous régime de saturation : il est sensible à toute particule ionisante, mais il ne donne aucune information liée à l'énergie ou à la nature de la particule.

Auger travaille donc avec des compteurs Geiger en coïncidence avec comme objectif d'améliorer la résolution temporelle des détecteurs afin de réduire le taux d'évènements fortuits, dus notamment à la radioactivité du sol. Malgré ses efforts pour réduire le taux de coïncidences, il observe toujours un taux de fortuits supérieur à celui normalement attendu. Installant alors un compteur Geiger à 200 mètres de son laboratoire, Auger met en évidence des coïncidences entre ses deux détecteurs, prouvant que les particules arrivent simultanément. Il vient de découvrir le phénomène de gerbe atmosphérique (10) similaire aux cascades de particules déjà observé dans la matière, notamment par Bethe dès 1934.

### a. Principe

Quand un rayon cosmique, que l'on appellera particule primaire, atteint l'atmosphère terrestre, elle interagit avec le milieu en créant une cascade de particules secondaires. La collision entre les noyaux des molécules d'air de l'atmosphère et la particule primaire crée de nombreux éléments, répartissant ainsi l'énergie initiale du rayon cosmiques entre des fragments de noyaux, des pions et des kaons (11). Ces éléments, lors de leur propagation dans l'atmosphère, vont à leur tour interagir dans l'atmosphère et créer la cascade de particules secondaires, formé de plusieurs composantes :

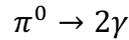
- une composante muonique, créée par la décroissance des pions chargés en muons selon les canaux d'interaction :



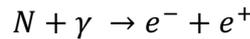
Les muons ont une durée de vie faible de l'ordre de 2,2  $\mu\text{s}$ , mais leur vitesse ultra-relativiste leur permet, par le phénomène de dilatation du temps, de parcourir dans

l'atmosphère, et même dans le sol, des distances très élevées. La composante muonique est très étalée autour de l'axe de développement de la gerbe atmosphérique.

- une composante électromagnétique, initiée par la décroissance du pion neutre selon le canal d'interaction :



Les photons ainsi créés peuvent interagir avec l'atmosphère, soit par diffusion Compton, soit en produisant des paires électrons-positrons par le canal d'interaction :



Les positrons s'annihilent avec les électrons de l'atmosphère par la réaction inverse, créant deux nouveaux photons qui vont eux-mêmes interagir avec l'atmosphère. De plus, la décroissance des kaons chargés en pions neutres entretient la cascade électromagnétique. On estime que 90% de l'énergie initiale de la particule primaire est contenue dans la composante électromagnétique, qui reste toujours proche de l'axe de la gerbe.

- une composante hadronique, contenant les fragments nucléaires, les hadrons tels les pions ou kaons, qui entretiennent les deux premières composantes de la gerbe atmosphériques

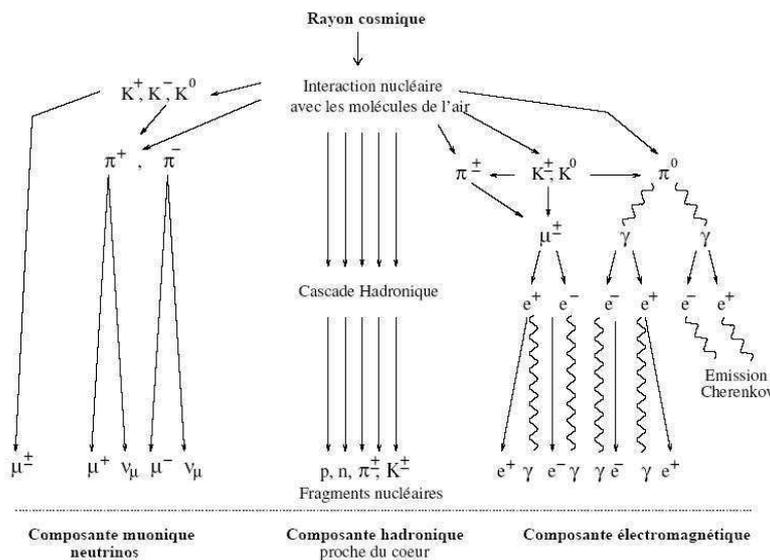


Figure 8- Les différentes composantes d'une gerbe atmosphérique (figure AB)

A titre d'exemple, on estime pour une gerbe verticale de  $10^{19}$  eV le nombre de particules au sol à 5 milliards, dont 90% de photons, 10% d'électrons et 1% de muons.

Les particules créées au cours du développement de la cascade, ou front de gerbe, se déplacent sous la forme d'une galette dont l'extension, l'épaisseur et la courbure dépendent principalement de la nature et de l'énergie du rayon cosmique primaire, ainsi que de la hauteur du premier point d'interaction.

Le développement d'une gerbe dépend de la nature de la particule primaire, de son énergie, et de la profondeur d'atmosphère traversée. En effet, l'atmosphère jouant le rôle d'un calorimètre, la quantité de matière traversée par la cascade de particules joue un rôle important. Après la première interaction entre le rayon cosmique primaire et un noyau d'une molécule d'air, le nombre de particules dans la gerbe va progressivement augmenter par les réactions internes jusqu'à atteindre son maximum pour une épaisseur d'atmosphère traversée  $X_{max}$ . Poursuivant son parcours dans l'atmosphère, la gerbe va peu à peu s'éteindre, c'est-à-dire que le nombre de particules la composant va diminuer (Figure 9).

La valeur du  $X_{max}$  dépend principalement de la nature de la particule et de son énergie. Une particule cosmique lourde, comme un noyau de fer par exemple, va interagir plus tôt dans l'atmosphère qu'un proton de même énergie. Le maximum de particules sera atteint plus haut dans l'atmosphère, et par conséquent le nombre de particules au sol sera moindre. On distingue ainsi les gerbes « âgées » des gerbes « jeunes » dont le nombre de particules au sol, ainsi que leur composition est différente (peu de particules, principalement de la composante muonique pour les gerbes âgées ; beaucoup de particules, principalement de la composante électromagnétique pour les gerbes jeunes). Il est à noter que la quantité d'atmosphère traversée dépend énormément de l'angle zénithal d'arrivée du rayon cosmique primaire par rapport au sol. Plus la gerbe sera inclinée, plus la épaisseur de matière traversée sera grande, effet dont il faut tenir compte pour l'estimation de la position du  $X_{max}$ .

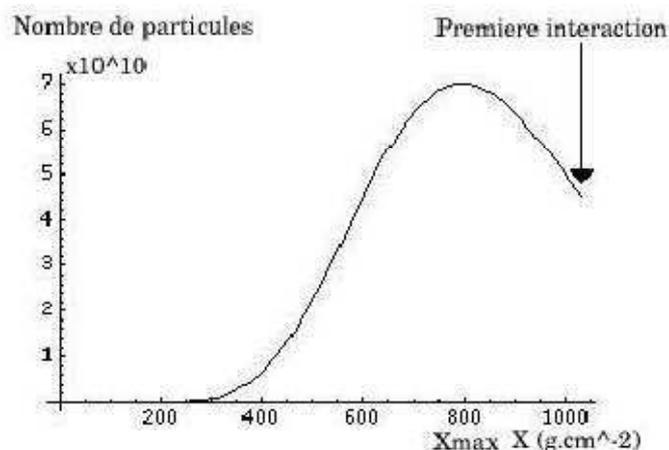


Figure 9- Profil longitudinal d'une gerbe atmosphérique. La valeur du  $X_{max}$  correspond à la densité de matière traversée pour laquelle le nombre de particules est maximale

A titre indicatif, on peut rappeler le résultat obtenu en 1922 par Robert Millikan, observant à l'aide de ballons sondes un maximum du taux d'ionisation situé dans la haute atmosphère, et lui faisant croire, à tort, que les rayons cosmiques pourraient avoir une origine atmosphérique. En réalité, Millikan venait, sans le savoir, d'observer expérimentalement pour la première fois le phénomène de gerbes atmosphériques en identifiant la position moyenne du maximum de particules dans les gerbes induites par des rayons cosmiques de même énergie (assez basses pour supposer un flux élevé de particules, comme nous le verrons par la suite).

En raison du nombre de particules concerné (plusieurs milliards) et du nombre d'interactions et de canaux de désintégration possibles, les fluctuations statistiques gerbes à gerbes sont très élevées. Des programmes de simulation de gerbes, du type AIRES ou CORSIKA permettent d'estimer, en moyennant un grand nombre d'évènements, la composition globale de gerbes atmosphériques induit par différents types de particules et à différentes énergies. Mais les interactions ayant lieu en début de développement de la gerbe se faisant à des énergies

inaccessibles aux accélérateurs de particules, les simulations reposent sur des modèles dont la validité n'est pas prouvée expérimentalement. A titre d'exemple, le LHC, dont le démarrage effectif aura lieu dans quelques semaines avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse, permettra de réaliser des expériences jusqu'à une énergie équivalente de  $10^{17}$  eV sur cible fixe, c'est-à-dire comme dans le cas de rayons cosmiques interagissant avec l'atmosphère. Les erreurs prédictives des simulations sur le développement des gerbes atmosphériques restent élevées puisqu'elles sont dépendantes du modèle utilisé, ce qui peut rendre l'interprétation des résultats expérimentaux extrêmement ardue, comme nous allons le voir par la suite.

## b. Détection par réseau de surface

Quand Auger, suite à sa découverte du phénomène de gerbe atmosphérique en 1938, installe en 1939 un réseau d'une surface d'environ  $1 \text{ km}^2$  à l'observatoire du Jungfraujoch, il crée en quelque sorte le premier réseau de détection au sol de gerbes cosmiques. Toutefois, ce réseau n'utilisant que des compteurs Geiger, il ne fournissait aucune information sur le type ou l'énergie des particules le traversant, et n'a servi dans les faits qu'à confirmer l'existence des gerbes atmosphériques.

Aujourd'hui, on appelle réseau de détection de surface un réseau de détecteurs de particules au sol. Ces détecteurs peuvent être de différents types, mais reposent tous sur le principe de la détection par photomultiplicateurs de la lumière induite par le passage d'une particule dans un matériau transparent, que ce soit la lumière de scintillation dans une plaque de plastique pour les scintillateurs ou de la lumière Cerenkov émise dans une cuve à eau (Figure 10). Le maillage du réseau, c'est-à-dire l'espacement entre les détecteurs, dépend du seuil en énergie que l'on souhaite donner à l'appareillage : l'extension du front de gerbe étant croissante avec l'énergie, plus le maillage sera grand, plus le seuil en énergie sera élevé.

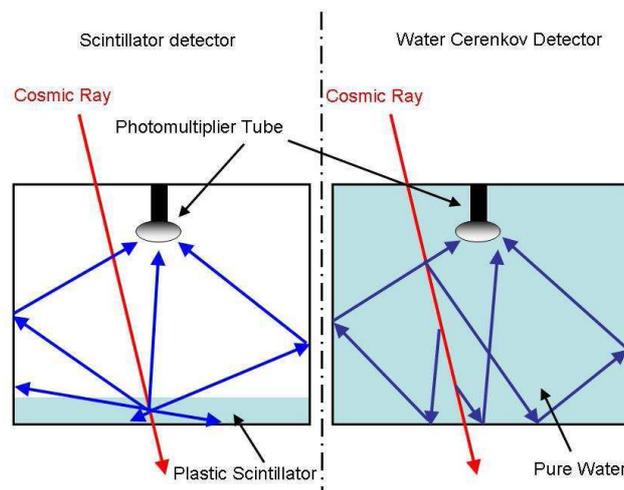


Figure 10- Principe de fonctionnement d'un détecteur de particules au sol. A gauche, un détecteur de type scintillateurs; a droite, un détecteur de type cuve à eau Cerenkov (figure AB)

Lorsque que la galette de particules d'une gerbe induite par un rayon cosmique passe sur le réseau, chaque détecteur de particule enregistre, en coïncidence, le temps de déclenchement de la station ainsi que l'énergie déposée. L'écart en temps entre le déclenchement de station permet de reconstruire par triangulation la direction d'arrivée du front de particules, tandis

que l'énergie déposée permet d'obtenir la fonction latérale de distribution de la gerbe, c'est-à-dire le nombre de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Par comparaison avec les simulations informatiques de gerbes, il est alors possible de remonter à une estimation de la valeur du  $X_{\max}$ , ainsi qu'à la nature et à l'énergie de la particule cosmique primaire.

Les avantages des réseaux de surface sont :

- un cycle utile proche de 100%
- une technique robuste, bien maîtrisée

Les inconvénients sont :

- une grande dépendance aux modèles de simulation de gerbe atmosphérique puisque les détecteurs ne sont sensibles qu'à la fin du développement de la cascade
- une nécessité d'avoir la plus grande surface couverte par les détecteurs possibles, ce qui entraîne un coût et une logistique non négligeable
- une difficulté de détection pour les gerbes inclinées, que ce soit à cause de la nature même du détecteur (un scintillateur étant une plaque peu épaisse de plastique, la surface de détection est réduite pour les gerbes inclinées), ou à cause de l'âge de la gerbe

Les principales expériences de détection au sol sont :

- **Volcano Ranch** (Nouveau Mexique, USA) de 1959 jusqu'au début des années 1980 couvrant une surface hexagonale de  $8 \text{ km}^2$  avec 20 scintillateurs. Ce fut la première expérience à détecter un rayon cosmique d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV.
- **SUGAR** (Sydney, Australie) de 1968 à 1979, couvrant une surface de  $77 \text{ km}^2$  et utilisant uniquement des détecteurs de muons.
- **Haverah Park** (Leeds, Grande-Bretagne) de 1968 à 1987, couvrant une surface de  $12 \text{ km}^2$  et utilisant des cuves à eau Cerenkov (Figure 11). Nous verrons par la suite que c'est sur ce site que furent menées par Allan les premières expériences de radiodétection dans les années 1970.

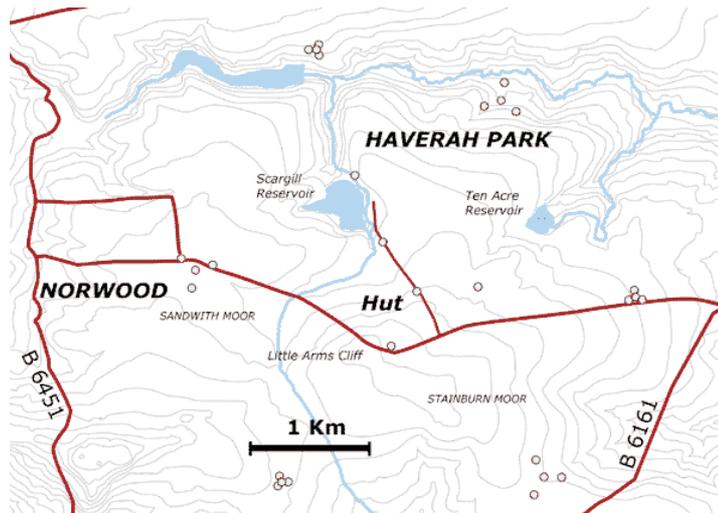


Figure 11- Configuration du réseau de détection au sol d'Haverah Park. Les cercles représentent les cuves Cerenkov, le "Hut" étant la station centrale d'acquisition

- **AGASA** (Akeno, Japon) de 1990 à 2001, pour Akeno Giant Air Shower Array. Couvrant une surface de  $100 \text{ km}^2$  avec 111 scintillateurs et 27 compteurs de muons, ce fut le plus grand détecteur de surface jusqu'à la construction de l'Observatoire Pierre Auger. C'est le premier détecteur au sol qui fut capable de reconstruire le spectre des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, l'évènement le plus puissant détecté ayant une énergie supérieure à  $10^{20} \text{ eV}$ .

### c. Détection par fluorescence

Une seconde technique de détection de gerbes atmosphériques fut développée vers la fin des années 1970. Cette technique repose sur la détection de la lumière UV émise par la désexcitation des molécules d'azote de l'atmosphère ionisées par le passage du front de particules.

Les télescopes de fluorescence sont constitués d'un miroir qui renvoie la lumière UV induite par le passage d'une gerbe cosmique vers des caméras œil-de-mouche réalisé en juxtaposant un grand nombre de photomultiplicateurs. La lumière enregistrée est une représentation du développement de la gerbe à travers l'atmosphère, c'est-à-dire à son profil longitudinal (Figure 12). Les télescopes de fluorescence ne sont sensibles qu'à la composante électronique de la gerbe.

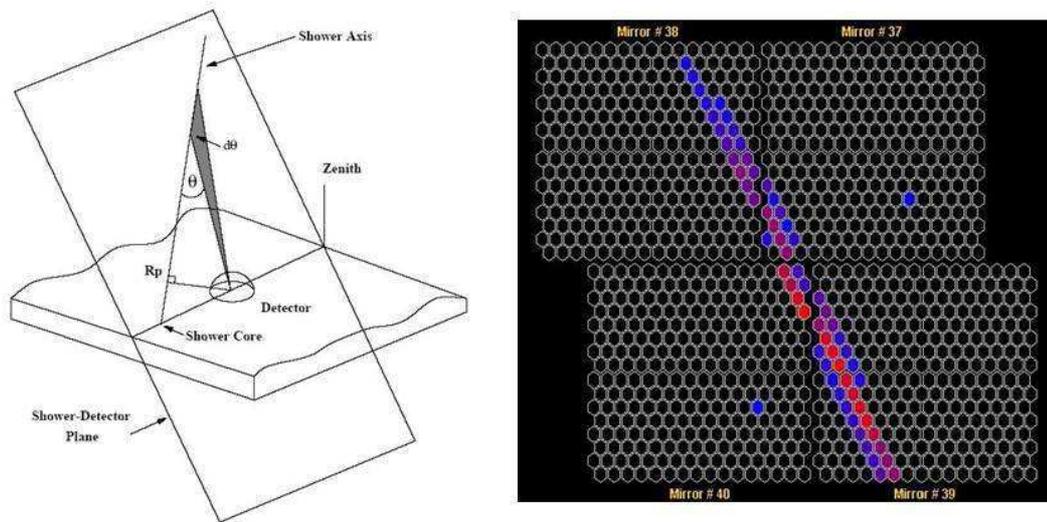


Figure 12- Le télescope de fluorescence (à gauche) capte la lumière UV émise par le passage d'une gerbe dans l'atmosphère. Les photomultiplicateurs enregistrent le profil longitudinal de la gerbe (à droite) (figure AB)

La détermination de la valeur du  $X_{\max}$  est avec cette technique quasiment indépendante des modèles de simulation de gerbe atmosphérique puisque, contrairement aux réseaux de surface, le profil longitudinal est déterminé expérimentalement.

Malheureusement, les télescopes de fluorescence ne peuvent fonctionner que pendant les nuits noires, sans nuages et sans lune. Le cycle utile de cette méthode est estimé à environ 10%.

Historiquement, le premier détecteur de fluorescence a été conçu en 1967 par Greisen à l'Université de Cornell. Ce premier prototype n'était toutefois pas assez sensible pour détecter le passage d'une gerbe atmosphérique, en particulier à cause de l'utilisation d'une lentille de Fresnel incapable de focaliser suffisamment la lumière de fluorescence induite.

La première gerbe fut détectée par fluorescence en 1976 par un groupe de physiciens de l'Université de Utah utilisant cette fois un miroir pour focaliser la lumière sur les photomultiplicateurs (Figure 13). L'expérience était située sur le réseau de surface de Volcano Ranch.

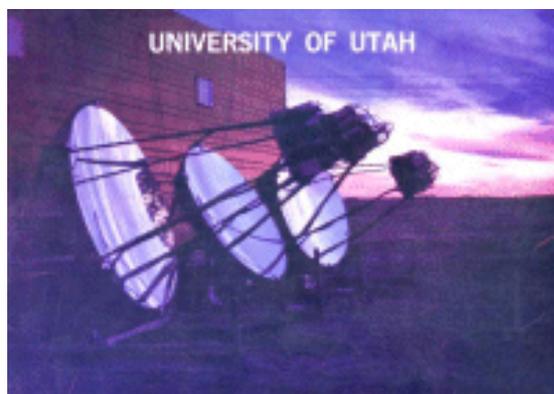


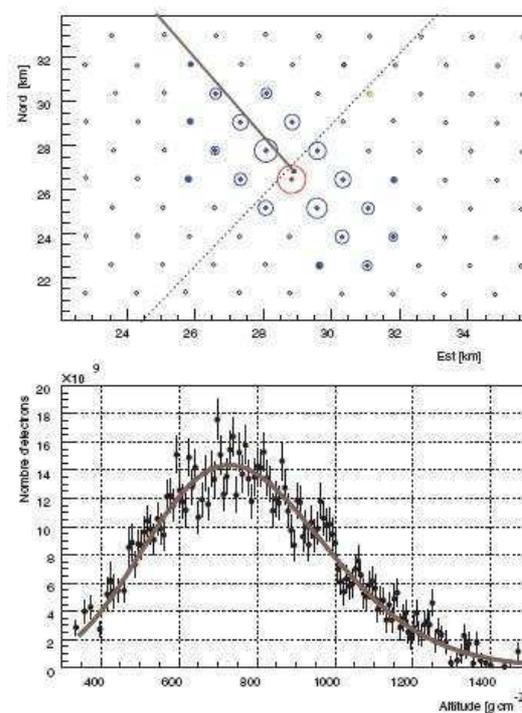
Figure 13- Premier prototype fonctionnel de télescope de fluorescence (Volcano Ranch, 1976)

Par la suite, l'expérience Fly's Eye en 1981, puis son amélioration HiRes (High Resolution Fly's Eye) en 1997 prouvèrent définitivement l'intérêt de l'utilisation des télescopes de fluorescence dans la détection des gerbes atmosphériques en réalisant, comme AGASA, des mesures permettant de connaître le spectre des rayons cosmiques à ultra-haute énergie. Comme nous le verrons par la suite, les spectres obtenus par AGASA et HiRes sont incompatibles, le premier n'observant pas la chute du flux au-delà de  $\sim 5.10^{19}$  eV mesurée par le second. Cette contradiction, connue sous le nom de paradoxe GZK, n'a pu être levée que par l'utilisation d'un nouveau type de détecteur combinant les deux méthodes : le détecteur hybride.

#### d. Détecteurs hybrides

La complémentarité entre les deux méthodes de détection présentées précédemment a amené la communauté à construire des détecteurs utilisant simultanément un réseau de détection de surface et un réseau de télescopes de fluorescence.

Une gerbe cosmique détectée simultanément par les deux réseaux, ou événement hybride (Figure 14), va permettre d'obtenir par la fluorescence une estimation de l'énergie indépendante des modèles utilisés pour l'estimation de l'énergie par les détecteurs de particules. Bien que le nombre d'événements hybrides détectés est limité par le cycle utile de 10% des télescopes de fluorescence, la comparaison des résultats permet alors de contraindre les modèles de simulation de gerbe et de réduire les erreurs sur l'énergie estimée par le réseau de surface seul.



**Figure 14- Exemple d'événement hybride mesuré par l'Observatoire Auger. Sur la figure du haut est représentée l'énergie déposée dans les cuves touchées; sur la figure du bas, la fonction latérale de distribution de la gerbe est déterminée par les télescopes de fluorescence**

En 2000, le déploiement d'un détecteur hybride géant, l'Observatoire Pierre Auger, a débuté dans la pampa argentine, proche de la ville de Malargue, dans la province de Mendoza. Ce détecteur est composé de 3000 cuves à eau Cerenkov et de 4 télescopes de fluorescence, pour une surface couverte au sol de 3000 km<sup>2</sup> (Figure 15). Le maillage entre les détecteurs au sol est de 1,5 kilomètre et le seuil de détection en énergie de l'Observatoire Auger est de 10<sup>18</sup> eV. Ce détecteur est donc dédié à l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, dont la statistique d'évènements et la précision des mesures, de par sa surface au sol et son concept hybride, sont incomparables avec les expériences d'étude des rayons cosmiques précédentes (AGASA, HiRes).

D'autres projets de détecteurs hybrides sont actuellement soit à l'étude (Auger Nord), soit en cours de déploiement (Telescope Array, dans le désert de l'Utah). Conçu pour observer les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10<sup>19</sup> eV, le Telescope Array sera composé de 576 détecteurs de particules (scintillateurs) séparés avec un maillage de 1,2 kilomètre et de trois détecteurs de fluorescence (12).

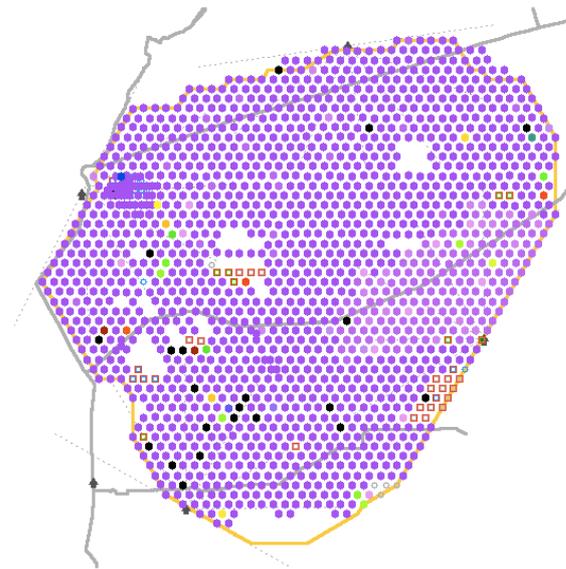


Figure 15- Représentation de l'Observation Pierre Auger. Les points violets correspondent aux cuves à eau Cerenkov, les triangles noirs aux télescopes de fluorescence (2008)

## e. Astronomie et particules cosmiques

Comme nous le verrons par la suite, la détermination des sources des particules chargées du rayonnement cosmique n'est possible que pour des énergies extrêmes où la trajectoire de la particule n'est que très peu influencée par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques. Pour des énergies plus faibles, la particule va subir des déviations successives durant son parcours jusqu'à la Terre, rendant impossible la détermination de son point d'émission d'origine. Le flux de particules d'ultra-haute énergie étant extrêmement faible, ce domaine de physique semble n'avoir que peu d'intérêt, pour le moment, dans le cadre de l'astronomie, bien que l'Observatoire Auger soit aujourd'hui capable d'identifier des candidats sources dans cette gamme d'énergie. Mais d'autres particules cosmiques, comme les photons et les neutrinos émis par des sources stellaires, sont insensibles aux champs magnétiques et leurs directions d'arrivée pointent directement vers leurs sources.

Dans le cas des photons, la méthode de détection diffère en fonction de leurs gammes de fréquence. Outre le domaine optique pour lequel la détection se fait aujourd'hui aisément à l'aide de télescopes optiques, science dont l'origine remonte à plus de deux millénaires, nous allons nous intéresser à deux autres domaines pour lesquels les techniques de détection sont relativement récentes et s'intègrent parfaitement dans le cadre de cette thèse: le domaine radio et le domaine gamma. La détection de photons dans d'autres domaines de fréquence, comme l'astronomie X par exemple, est bien évidemment possible.

L'étude des photons cosmiques dans le domaine radio, ou radioastronomie, existe depuis les années 1930, quand Jansky détecte le premier signal radio extra-terrestre. Ce n'est qu'après la Seconde Guerre Mondiale, en recyclant le matériel militaire comme les radars, que la radioastronomie prit réellement son essor. Ses découvertes les plus marquantes sont la détection de la raie 21 cm de l'hydrogène en 1951, la première mesure (accidentelle !) du fond cosmologique diffus à  $3\text{ K}^\circ$  et l'identification du premier pulsar en 1967. L'étude des sources radio dans l'Univers nécessite des instruments de taille de plus en plus grande pour améliorer la précision de la détection, comme le radiotélescope d'Arecibo (Porto Rico) d'un diamètre de 305 mètres, ou, en France, le radiotélescope de Nançay (Figure 16).



Figure 16- Radiotélescope de l'Observatoire de radioastronomie de Nançay

Dans le domaine gamma, la détection des photons cosmiques, ou astronomie gamma, est plus délicate. En effet, les rayons gamma sont quasiment en totalité stoppés par l'atmosphère, développant alors une gerbe atmosphérique, principalement de composante principalement électromagnétique, c'est-à-dire uniquement composée de photons, d'électrons et de positrons. La première possibilité de détecter ces photons est donc une détection directe à l'aide de satellites. Dès 1961 avec le satellite américaine Explorer 11, de nombreux détecteurs furent ainsi envoyés dans l'espace afin d'étudier les phénomènes astronomiques les plus violents dans l'Univers, comme les sursauts gamma ou les noyaux actifs de galaxie (AGN). Aujourd'hui, les deux principaux satellites d'astronomie gamma sont INTEGRAL (13) (lancé en 2002) et le tout récent Fermi-GLAST (14) lancé le 11 juin 2008.

Une seconde possibilité d'étude des photons gamma est une détection indirecte par étude des gerbes atmosphériques. Comme nous allons le voir dans le Chapitre 2, des particules se propageant dans un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière (comme c'est le cas dans une gerbe atmosphérique) sont à l'origine d'une émission Cerenkov dont le spectre

en fréquence est continu. La détection de cette émission dans le domaine optique (principalement entre le bleu et l'ultra-violet), ou technique d'imagerie Cerenkov atmosphérique, est possible à l'aide de télescopes dont le principe est extrêmement proche de celui des télescopes à fluorescences présentés précédemment. Toutefois, l'émission de lumière par fluorescence est isotrope et est donc particulièrement adaptée pour des expériences nécessitant de couvrir en grande partie du ciel. L'émission Cerenkov étant extrêmement collimatée dans la direction d'arrivée du photon gamma, elle est particulièrement utile pour des expériences d'astronomie pointant directement les sources stellaires. Les deux principales expériences au sol d'astronomie gamma sont le télescope VERITAS en Arizona, et son pendant dans l'hémisphère Sud, HESS en Namibie, tous deux composés de 4 télescopes de 12 mètres de diamètre (Figure 17).



Figure 17- Les deux principaux télescopes gamma: à gauche, VERITAS, et à droite HESS.

Une autre particule n'interagissant pas avec les champs magnétiques galactiques et extragalactiques et pointant donc vers la direction de la source est le neutrino. La particularité de cette particule est sa très faible interaction avec la matière, rendant sa détection extrêmement difficile. En effet, la longueur d'interaction du neutrino est très grande : ainsi, il existe une probabilité non négligeable qu'un neutrino puisse traverser la Terre sans interagir une seule fois. De fait, la probabilité de détection d'un neutrino arrivant directement depuis l'espace sur un détecteur, ou neutrino descendant, est très faible. Par contre, il est possible de détecter un neutrino ayant déjà traversé une grande quantité de matière, typiquement le diamètre de la Terre, c'est ce qu'on appelle un neutrino montant. Cette interaction peut être à l'origine d'un muon de haute énergie qui va à son tour se propager dans la matière et, suivant les cas, pouvoir sortir de la croûte terrestre.

La détection de muons induit par un neutrino peut se faire, tout comme pour l'astronomie gamma, par la mesure de la lumière Cerenkov. Il est donc nécessaire que le milieu utilisé par le détecteur soit transparent afin de permettre la propagation de l'onde lumineuse. Le milieu la plus appropriée est donc l'eau, que ce soit sous forme liquide ou sous forme de glace. Les deux expériences majeures dans le cadre de la détection de neutrinos sont actuellement IceCube et ANTARES.

La première, IceCube, est située au Pole Sud, est l'extension du détecteur AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) qui a placé des photomultiplicateurs chargés de capter la lumière Cerenkov jusqu'à une profondeur de 1400 mètres (à ces profondeurs, la glace est suffisamment pure pour que la lumière ne soit pas déviée par des impuretés). IceCube, actuellement en déploiement, sera composé de 80 lignes de 60 photomultiplicateurs

positionnés entre 1500 et 2500 mètres dans un hexagone d'un kilomètre cube de volume (15). Le télescope à neutrinos sera opérationnel en 2011.

La seconde expérience, ANTARES, a elle déployée 900 photomultiplicateurs dans la Mer Méditerranée répartis en 12 lignes sur une surface de  $0,1 \text{ km}^2$  pour une hauteur de 450 mètres (Figure 18) (16). Le télescope ANTARES est d'ors et déjà opérationnel. Les prospections pour le déploiement d'un télescope de neutrinos sous-marin d' $1 \text{ km}^3$  de volume, NEMO, sont actuellement en cours.

Les deux expériences présentées ici sont spécialisées dans la détection de neutrinos montants, c'est-à-dire ayant traversé la Terre. Pour les neutrinos d'ultra haute énergie, il existe un second scénario : un neutrino arrivant horizontalement sur le détecteur va traverser une grande quantité d'atmosphère. Si le neutrino traverse en plus de la matière, comme typiquement une chaîne de montagne, sa probabilité d'interagir avec la matière sont élevées. La particule tau créée par interaction entre le neutrino et la matière va à son tour se propager et être à l'origine d'une gerbe atmosphérique horizontale. La détection de gerbes horizontales induites par un neutrino rasant est actuellement à l'étude sur l'Observatoire Pierre Auger. Toutefois, la faible acceptance des détecteurs de particules pour de grands angles zénithaux, ainsi que la configuration spatiale peu favorable de la Cordillère des Andes située à proximité ont pour conséquence un flux de neutrino attendu est extrêmement faible, de l'ordre de un évènement par an (à vérifier, ref). Comme nous allons le voir dans le Chapitre 2, l'un des avantages de la radiodétection est sa capacité à pouvoir détecter facilement des gerbes horizontales. Il y a donc fort à parier que cette technique, une fois parfaitement maîtrisée, jouera un rôle certain dans le développement des futurs télescopes à neutrinos.

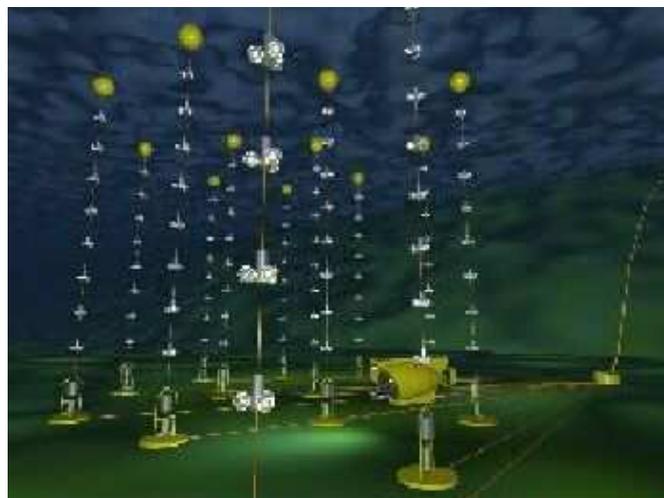


Figure 18- Vue d'artiste des lignes de photomultiplicateurs de l'expérience ANTARES

# II. Etat des lieux des connaissances

## 1. Le spectre des rayons cosmiques

Ce qui rend le phénomène du rayonnement cosmique si extraordinaire, si unique parmi tous les domaines étudiés par la physique moderne, est entre autre son spectre en énergie. Présenté Figure 19, ce dernier présente une remarquable linéarité sur 12 ordres de grandeur en énergie et 32 ordres de grandeur en flux, fait qui représente en soi un grand mystère sur les mécanismes de production de ces particules.

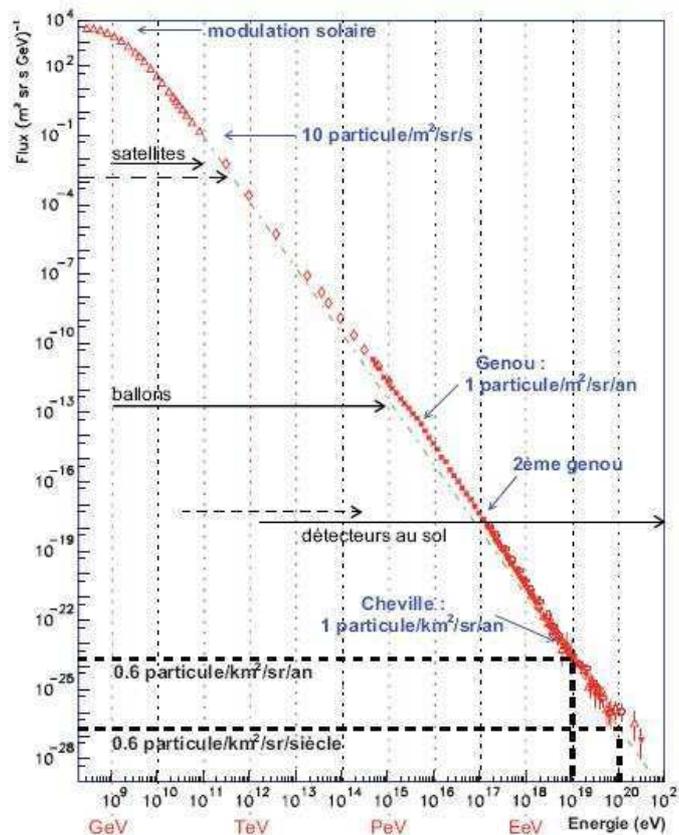


Figure 19- Spectre des rayons cosmiques, présentant le flux de particules en fonction de l'énergie

Le flux de rayons cosmiques décroît en fonction de l'énergie en suivant une loi de puissance en  $dN/dE \propto E^{-\alpha}$  avec un indice spectral moyen  $\alpha \approx 3$ . Pour une énergie de  $10^{11}$  eV, le flux de rayons cosmiques est ainsi de 10 particules par  $m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot s^{-1}$ , et pour une énergie de  $10^{18}$  eV, il descend jusqu'à une valeur de 10 particules par  $km^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot an^{-1}$ . On comprend qu'une telle variation du flux a des conséquences importantes sur les expériences de détection des rayons cosmiques, la surface de ces dernières devant augmenter à mesure que le flux diminue pour espérer acquérir une statistique suffisante dans un temps raisonnable.

La détection directe de particules cosmiques est difficilement possible pour des énergies supérieures à  $10^{16}$  eV. En-dessous de cette valeur et pour des altitudes suffisantes pour empêcher l'interaction du rayon cosmiques avec l'atmosphère, des détecteurs placés en haute altitude ou des détecteurs spatiaux sont capables de détecter la trace des particules cosmiques, donnant une information précise sa nature et son énergie. Pour des énergies supérieures à  $10^{16}$

eV, la surface de détection nécessaire à l'obtention d'une statistique suffisante est trop grande pour que la mesure directe d'une particule soit possible. L'étude du rayonnement cosmique se fait alors par la détection de l'interaction entre la particule cosmique et l'atmosphère terrestre : le phénomène de gerbe atmosphérique que nous avons présenté précédemment. La détermination de la nature et de l'énergie de la particule est alors soumise aux incertitudes liées aux modèles de simulation utilisés.

Le spectre en énergie du rayonnement cosmique présenté Figure 15 est donc une compilation des résultats obtenus par les multiples expériences déployés ou ayant été déployés à travers le monde. On peut noter que le spectre présenté ne débute que pour des énergies supérieures à 1 GeV car pour des énergies plus faibles, et bien que le flux soit élevé, les particules sont très difficilement détectables au sol. En effet, le flux de plasma qui émane de la haute atmosphère du Soleil, ou vent solaire, crée un champ magnétique capable de repousser les particules de faible énergie sans qu'elles puissent atteindre la Terre. L'intensité du vent solaire varie selon une période de 22 ans, phénomène qu'on appelle modulation solaire. Le lien entre rayons cosmiques de faible énergie et vent solaire a été mesuré par les sondes spatiales Pioneer et Voyager qui, en quittant le système solaire, ont mesuré que le taux de comptage des rayons cosmiques est corrélé avec le rythme de la modulation solaire (17).

A plus haute énergie, la régularité de décroissance du spectre n'est pas parfaite, on observe l'existence de deux ruptures de pente majeures, particulièrement remarquables en regardant le spectre multiplié par  $E^3$  (Figure 20), le « genou » à  $10^{15}$  eV et la « cheville » à  $10^{18}$  eV.

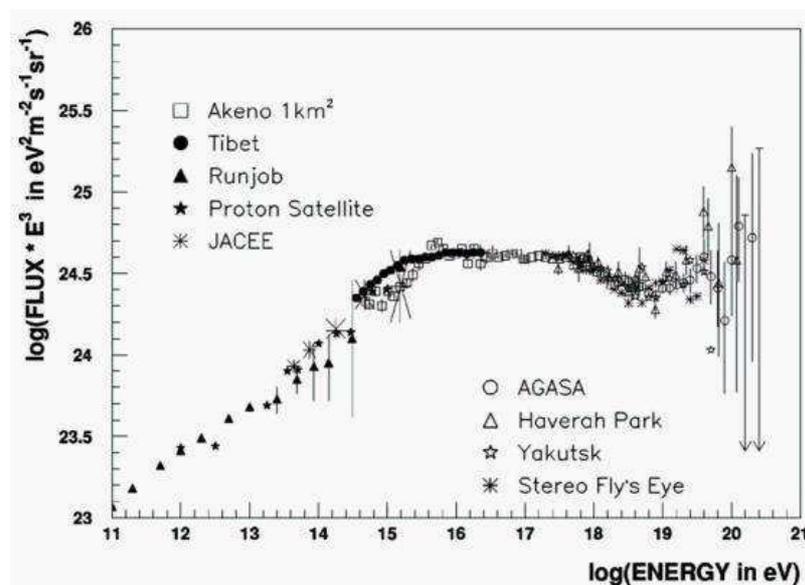


Figure 20- Spectre en énergie du rayonnement cosmique multiplié par  $E^3$  (figure Rouillé d'Orfeuille)

### a. Le genou

Entre  $10^9$  eV et  $10^{15}$  eV, l'indice spectral  $\alpha$  de la loi de puissance représentant l'évolution du flux de particules en fonction de l'énergie est de  $\sim 2.7$ . Dans ce domaine d'énergie, on suppose que les particules cosmiques sont d'origine galactique. En effet, le champ magnétique galactique (d'intensité très faible, de l'ordre du  $\mu\text{G}$  (à vérifier,ref), dont l'orientation est très mal connue) agit sur le mouvement de ces particules. Ces mouvements de giration sont définis

par le rayon de courbure de la trajectoire, ou rayon de Larmor, qui dépend essentiellement de la masse et de l'énergie de la particule, ainsi que de l'intensité du champ magnétique. Pour des particules d'énergies comprises entre  $10^9$  eV et  $10^{15}$  eV, leur rayon de Larmor est inférieur à la taille de la galaxie : les rayons cosmiques ne peuvent s'échapper et sont donc en quelque sorte confinés dans la galaxie, ce qui explique leur distribution isotrope dans le ciel. Le trajet entre le point d'émission de la particule et son arrivée sur Terre n'est donc pas rectiligne : le pointage de la source est impossible, et par conséquent une astronomie basée sur les rayons cosmiques de cette gamme d'énergie n'est pas pertinente.

Les sources, et par conséquent le phénomène d'accélération des particules cosmiques à ces énergies, restent à ce jour inconnues. Un consensus sur l'origine de ces rayons cosmiques a toutefois été fait dans la communauté autour de la théorie de Fermi, établie en 1949, sur les mécanismes d'accélération par chocs successifs (18). Ce mécanisme montre qu'une particule subissant une onde de choc peut, sous certaines conditions, traverser successivement le front d'onde et être accélérée jusqu'aux énergies extrêmes qui nous intéressent. Les restes de supernovae (ou SNR pour Super Novae Remnants) sont les candidats sources privilégiés (19) par le mécanisme de Fermi, bien que cela n'ait jamais pu être prouvé expérimentalement. Une origine différente de ces rayons cosmiques n'est donc pas à exclure.

A  $10^{15}$  eV, on observe une rupture de pente dans le flux, l'indice spectral  $\alpha$  passant d'une valeur de  $\sim 2.7$  à  $\sim 3$  : le genou. La signification physique du genou est encore aujourd'hui incertaine, et est l'objectif de plusieurs expériences, notamment l'expérience KASCADE-GRANDE à Karlsruhe (20).

Plusieurs interprétations de ce phénomène sont possibles :

- Un déconfinement galactique des rayons cosmiques car à cette énergie, le rayon de Larmor des particules peut devenir supérieur à la taille de la galaxie. Un phénomène de fuite galactique est alors possible, entraînant une diminution du flux mesuré.
- Une transition entre un type de sources, SNR ou autre, et un autre type de sources accélératrices. Outre le fait que cette seconde source reste inconnue, cette hypothèse suppose que la première composante s'arrête brutalement à l'énergie où commence la deuxième. Ce scénario semble à première vue peu réaliste.
- L'existence d'une nouvelle physique, plus précisément d'un nouveau canal d'interaction dans les réactions qui régissent le développement d'une gerbe atmosphérique à proximité du site de première interaction. Une partie du rayonnement pourrait alors être invisible aux détecteurs, entraînant une sous-estimation de l'énergie de la particule primaire (21).

En fait, des études plus fines semblent indiquer l'existence de non pas un genou, mais de plusieurs genoux successifs, correspondant chacun à des particules différents, de la plus légère à la plus lourde (22). L'identification d'un second genou (dit genou du fer), estimé à une énergie d'environ  $4.10^{17}$  eV, est donc actuellement en cours.

## b. La cheville

Une seconde rupture de pente dans le spectre a lieu pour une énergie de  $\sim 3.10^{18}$  eV, correspondant cette fois à une augmentation du flux, l'indice spectral repassant d'une valeur de  $\sim 3$  à  $\sim 2.7$ . On interprète généralement cette cheville comme étant la transition entre la composante galactique et la composante extragalactique des rayons cosmiques.

Au-delà de la cheville, on se situe dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RCUHE), particulièrement intéressant dans le domaine des astroparticules. En effet, à ces énergies, l'influence des champs magnétiques galactique et extragalactiques (dont l'intensité est encore plus faible que celle du champ magnétique galactique et est estimée à une valeur de l'ordre du nG) sur les particules cosmiques est extrêmement réduite. La trajectoire des RCUHE étant quasi-rectiligne, la mesure de leurs directions d'arrivée doit permettre de connaître la direction de l'objet source. Une astronomie des RCUHE est donc possible.

## 2. La coupure GZK

Au-delà de  $10^{19}$  eV, le flux de rayons cosmiques n'est plus que d'une particule par  $\text{km}^2$  et par siècle. Même en utilisant des détecteurs couvrant une surface de détection élevée, l'accumulation de la statistique à ces énergies reste difficile. Avant la mise en fonctionnement de l'Observatoire Pierre Auger, seulement deux expériences ont été capables de fournir un spectre en énergie dans le domaine des RCUHE (Figure 21) : l'expérience de détection au sol AGASA et l'expérience de détection par fluorescence HiRes.

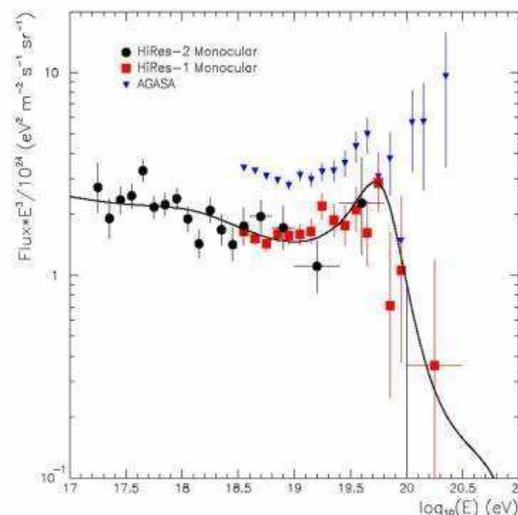


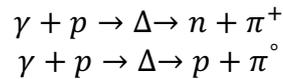
Figure 21- Spectre en énergie des rayons cosmiques multiplié par  $E^3$  et zoomé sur le domaine des RCUHE. Les résultats présentés sont ceux obtenus par l'expérience AGASA (en bleu) et l'expérience HiRes (en rouge)

Comme on peut le constater sur la Figure 21, les résultats obtenus par AGASA et HiRes sont contradictoires. Alors que HiRes voit une nette diminution du flux pour des énergies supérieures à  $7.10^{19}$  eV, l'expérience AGASA détecte plusieurs événements jusqu'à des énergies supérieures à  $10^{20}$  eV. Ces résultats ont été l'objet d'une forte controverse au sein de la communauté : en effet, l'existence ou non d'une coupure dans le spectre en énergie est d'une grande importance pour connaître la nature des RCUHE.

En 1964, Penzias et Wilson découvrent accidentellement le fonds cosmologique diffus (ou Cosmic Microwaves Background (CMB)) composé de photons à  $2.73 \text{ K}^\circ$  (23). En 1966, trois physiciens, Greisen (24), et Zatsepin et Kuzmin (25), prédisent simultanément que l'existence du CMB a une conséquence importante sur la propagation dans l'espace des RCUHE.

En effet, les photons du CMB ont une énergie très faible (de l'ordre du meV), mais dans le repère d'un proton de  $10^{20}$  eV, ils sont équivalents à des rayons  $\gamma$  de 200 MeV. Si le rayon

cosmique considéré est un proton, il y a donc une possibilité d'interaction sous forme de photoproduction de pions par les canaux d'interactions :



Tant que le RCUHE aura une énergie supérieure à une valeur limite correspond au seuil de photoproduction, estimée à  $4.10^{19}$  eV, il interagira avec le CMB et perdra  $\sim 20\%$  de son énergie à chaque interaction. Au-delà d'un parcours de l'ordre de 100 Mpc (1 parsec = 3.26 années-lumière), toute particule aura vu son énergie diminuée jusqu'à la valeur du seuil de photoproduction (Figure 22). Un détecteur situé à plus de 100 Mpc d'une source de RCUHE observerait donc une chute brutale du flux pour des énergies supérieures à  $4.10^{19}$  eV : c'est ce qu'on appelle la coupure GZK.

La controverse entre les résultats obtenus par les expériences AGASA et HiRes, ou « paradoxe GZK » pose la question de l'origine des RCUHE. Dans le cas où la coupure GZK existe (données d'HiRes), les RCUHE auront parcouru de plus de 100 Mpc à travers l'espace, et leur origine serait extragalactique.

Par contre, si la coupure GZK n'existe pas (données d'AGASA), alors les sources des RCUHE se situeraient dans notre amas galactique local, et seraient localisées dans un rayon de 100 Mpc autour de la Terre.

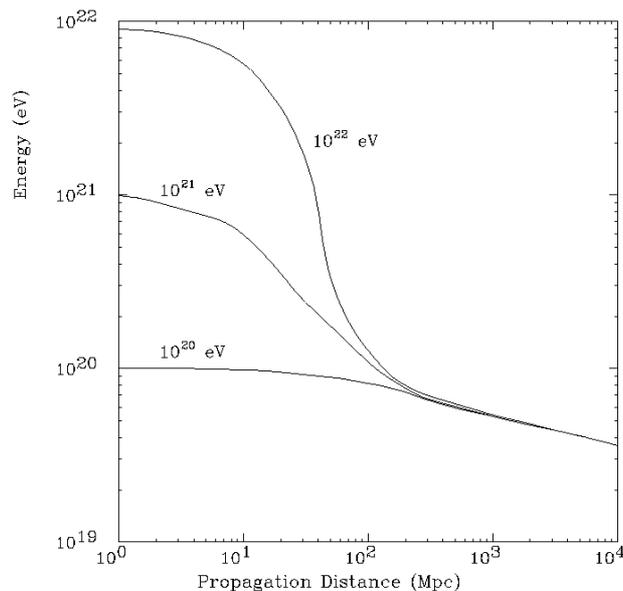


Figure 22- Perte d'énergie par photoproduction de pions d'un proton en fonction de son parcours

Cette zone est plutôt bien connue des astronomes, et à priori aucun des objets astrophysiques référencés ne possèdent les caractéristiques adéquates pour fournir l'accélération nécessaire pour obtenir les énergies des RCUHE. De nombreuses théories basées sur la non-existence de la coupure GZK ont tenté d'expliquer l'origine de ces particules, comme le scénario top-down reposant sur l'existence de défauts topologiques issus du Big-Bang, capables de se désintégrer en particules d'ultra haute énergie ( $\sim 10^{24}$  eV). Tel était l'état des connaissances sur l'extrême du spectre avant les premiers résultats publiés, en 2007 et après 3 ans de prises de données, par l'Observatoire Pierre Auger (Figure 23), qui montre clairement une chute du flux pour des énergies supérieures à  $5.10^{19}$  eV (26).

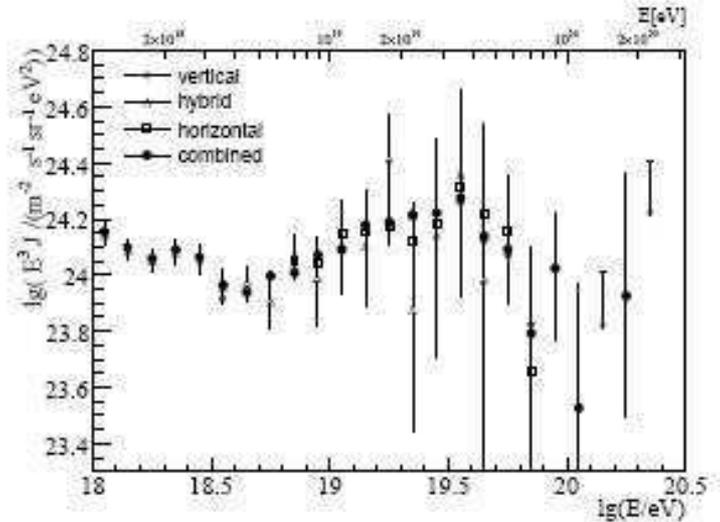


Figure 23- Spectre en énergie des rayons cosmiques obtenu par l'Observatoire Pierre Auger (entre 2004 et 2007)

Dans le même temps, les estimations d'énergie de l'expérience AGASA ont été revues à la baisse, et les barres d'erreur sur les énergies obtenues par HiRes réduites, confirmant l'existence d'une chute du flux à ultra haute énergie. Ce résultat est compatible avec une coupure GZK dans le cas où les RCUHE seraient essentiellement composés de protons d'ultra haute énergie, mais peut-on définitivement conclure sur le paradoxe GZK ? En effet, d'autres phénomènes physiques peuvent expliquer une chute du flux à ultra haute énergie, comme par exemple le spectre d'injection à la source. Pour pouvoir conclure définitivement sur la présence d'une coupure GZK, il est donc nécessaire de définir plus précisément le flux de rayonnement cosmique à ultra haute énergie en ayant une connaissance précise de sa composition et de ses sources.

### 3. Les résultats actuels

#### a. Composition

Pour des énergies inférieures à  $10^{15}$  eV, où la détection des rayons cosmiques de manière directe par ballons ou satellites est possible, l'identification de la nature des particules est relativement aisée. On estime aujourd'hui la composition du flux de rayons cosmiques à 90% de protons et 10% de noyaux allant de l'hélium jusqu'au fer.

Pour des énergies supérieures à  $10^{15}$  eV, la particule primaire n'est plus détectable directement, seule la gerbe de particules résultant de son interaction avec l'atmosphère peut être mesurée. En théorie, la nature du rayon cosmique peut être déduite des caractéristiques physiques de la gerbe, et principalement par la position du maximum de développement de la gerbe  $X_{\max}$ , un proton interagissant plus loin dans l'atmosphère qu'une particule plus lourde. Toutefois, l'estimation de la position du  $X_{\max}$  repose sur l'utilisation de modèles soumis aux fluctuations gerbes à gerbes et nécessitant une grande statistique. La position du  $X_{\max}$  et donc la nature de la particule primaire n'est donc pas utilisable événement par événement. On définit alors le taux d'élongation, soit la position moyenne du  $X_{\max}$  en fonction de l'énergie. En comparant le taux d'élongation obtenu expérimentalement avec celui prévu par des simulations de gerbes à haute énergie pour un flux de particules primaires composé

uniquement de protons et de fer, la composition globale du flux de rayons cosmiques peut être estimée.

Le domaine d'énergie compris entre  $10^{15}$  eV et  $10^{17}$  eV est activement étudié par l'expérience de détection au sol KASCADE-GRANDE. Essentiellement composé de protons à  $10^{15}$  eV, la composition du rayonnement cosmique s'alourdit progressivement à mesure que les particules les plus légères atteignent l'énergie nécessaire pour échapper au confinement magnétique galactique. Ce phénomène explique l'existence, dans le flux de rayons cosmiques, du genou, composé en fait de plusieurs genoux successifs correspondant à la fuite galactique de particules de masse croissante. L'existence d'un second genou correspondant à la fuite du fer est activement recherchée.

Dans le domaine des ultra hautes énergies, les résultats obtenus par l'expérience HiRes, présentés Figure 24, semblent montrer un allègement progressif de la composition du rayonnement cosmique jusqu'à une énergie de l'ordre de  $10^{18}$  eV. L'existence, dans le spectre des rayons cosmiques, de la cheville étant interprétée comme une transition entre des particules galactiques et extragalactiques, cet allègement de la composition est effectivement attendu. Au-delà de  $10^{18}$  eV, le taux d'élongation mesuré par HiRes est compatible avec un flux de rayons cosmiques principalement composé de protons (27).

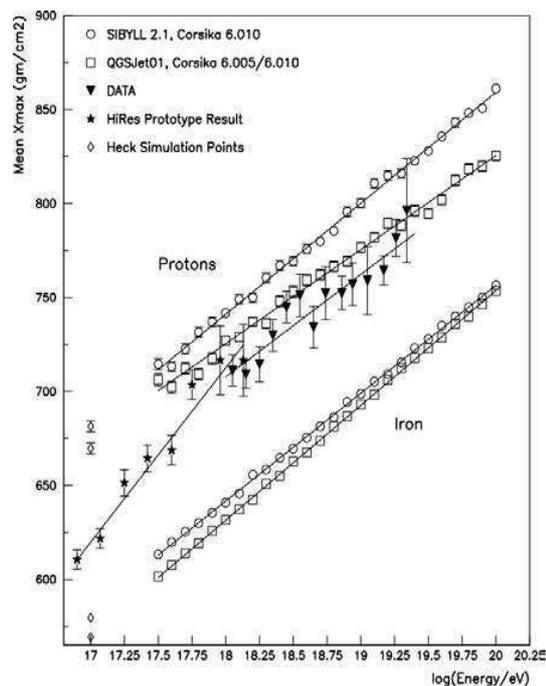


Figure 24- Taux d'élongation mesuré par l'expérience HiRes

Les résultats récemment présentés par l'Observatoire Pierre Auger, présentés Figure 25, montrent au contraire une composition différente de celle mesurée par HiRes pour des énergies supérieures à  $3.10^{18}$  eV : le taux d'élongation mesuré est compatible avec une composition mixte du rayonnement cosmique. De plus, un alourdissement de la composition est observé pour une énergie de l'ordre de  $2.10^{19}$  eV. Il existe donc toujours aujourd'hui une incertitude sur la composition du flux de rayons cosmiques à ultra haute énergie.

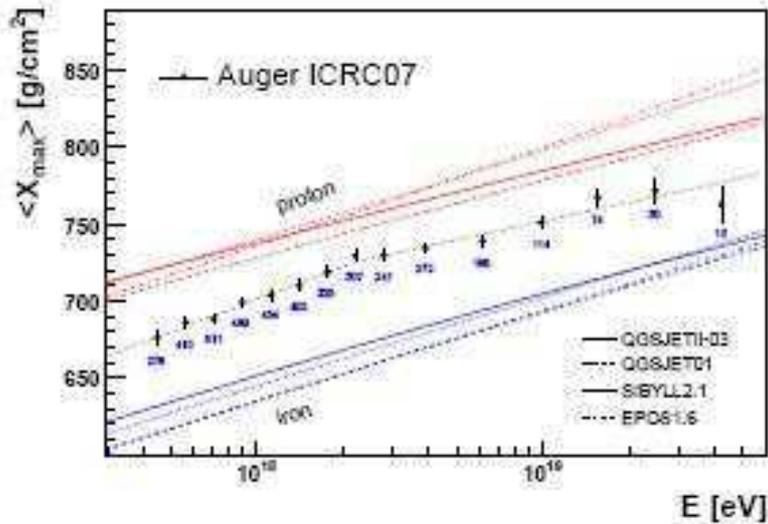


Figure 25- Taux d'élongation mesuré par l'Observatoire Pierre Auger

## b. Sources potentielles

Comme nous l'avons expliqué précédemment, l'une des spécificités majeures du rayonnement cosmique à ultra haute énergie est son très grand rayon de Larmor : les particules ne vont qu'être très peu déviées par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques, et leur direction d'arrivée sur Terre est fortement corrélée avec la position de leurs sources. Une forte anisotropie de la direction d'arrivée des rayons cosmiques d'ultra haute énergie est donc attendue. Cette nouvelle forme d'astronomie est prometteuse, bien que sa mise en œuvre effective soit extrêmement délicate du fait du flux extrêmement faible à ces énergies.

Les résultats de l'expérience AGASA ont ainsi mis en évidence l'existence d'un excès d'un évènement dans la direction du centre galactique (28), ainsi que l'existence de multiplets (doublets ou triplet d'évènements dans une direction particulière du ciel) dont la probabilité d'existence, pour un flux isotrope, est inférieure à 1% (29). Ces multiplets semblent être compatibles avec l'existence d'une source de RCUHE, des corrélations avec des noyaux actifs de galaxie de type BL Lac ont ainsi été mises en évidence (30). Toutefois, HiRes n'a confirmé aucune de ces corrélations, et les résultats d'AGASA sur les directions d'arrivée des RCUHE ont clairement été remis en cause par la communauté.

L'Observatoire Pierre Auger a publié récemment la direction d'arrivée des 27 évènements mesurés d'énergie supérieure à  $5 \cdot 10^{18}$  eV, présentée Figure 27 (31). Pour 20 de ces évènements, la direction d'arrivée est corrélée à moins de  $3,1^\circ$  avec la position de noyaux actifs de galaxie (ou AGN pour Active Nuclei Galxay) situées à moins de 70 Mpc de la Terre et issues du catalogue Véron-Cetty & Véron. La probabilité d'une telle corrélation dans le cas d'un flux isotrope est de l'ordre de  $10^{-5}$  : les AGN sont des candidats sources pour les RCUHE. De plus, l'accumulation d'évènements corrélés le long du plan extragalactique semble indiquer une origine extragalactique des RCUHE.

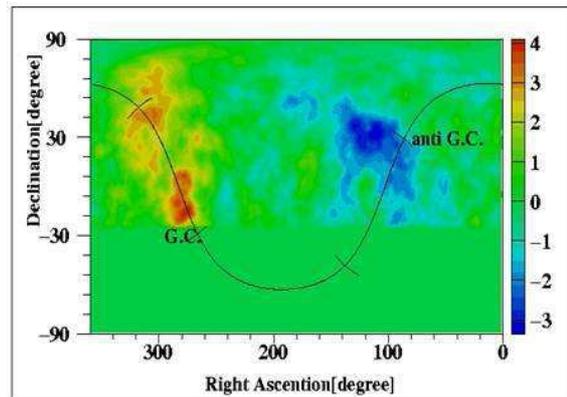
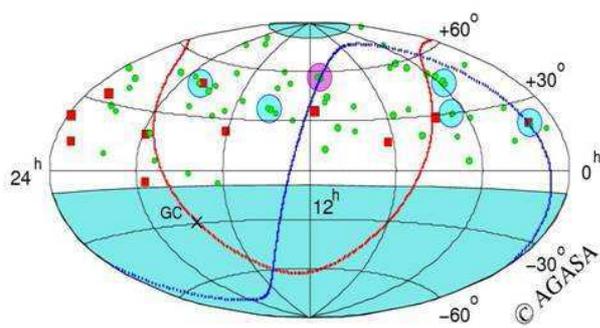


Figure 26-Résultats de l'expérience AGASA sur les directions d'arrivée des RCUHE: à gauche, l'existence parmi les évènements d'énergie supérieure à  $4.10^{19}$  de multiplets (doublet en bleu, triplet en violet) peut être la signature de sources de RCUHE ; à droite l'anisotropie mesurée par AGASA présentant un excès d'évènements vers le centre galactique

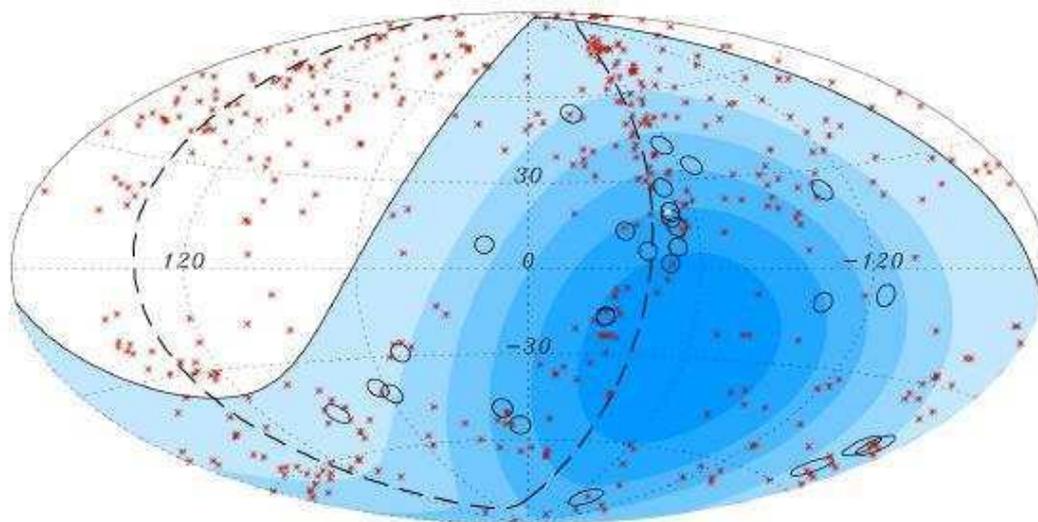


Figure 27- Corrélation entre les 27 évènements de plus haute énergie observé par l'Observatoire Pierre Auger (cercles noirs de diamètre  $3,1^\circ$ ) et la position de 478 AGN issu du catalogue Véron-Cetty & Veron (croix rouges). La forte accumulation observée autour du plan super galactique (tiret noir pointillé) semble indiquer une origine extragalactique des RCUHE

Nous terminons ici notre revue des connaissances actuelles sur le rayonnement cosmique. Bien que découvert au début du siècle, le rayonnement cosmique, et principalement dans ses plus hautes énergies, demeure toujours mystérieux par bien des aspects : sa composition, son origine ou les mécanismes d'accélération restent incertain. Les techniques usuelles de détection des gerbes atmosphériques (par réseau de surface ou par mesure de la lumière de fluorescence) ont aujourd'hui atteint leur plein potentiel avec leur hybridation au sein d'observatoires géants, tel Pierre Auger ou le TA, et la statistique d'évènements mesurés dans le domaine des ultra haute énergie est suffisante pour permettre des études précises des RCUHE. Toutefois, les limitations expérimentales de ces méthodes de détection demeurent inchangées et d'autres techniques complémentaires sont capables d'apporter une contribution

intéressante, un point de vue nouveau sur les gerbes atmosphériques. Une des ces techniques les plus prometteuses est la radiodétection.

Après avoir vu dans le Chapitre 2 l'origine et le principe de la radiodétection, nous détaillerons une des principales expériences de radiodétection actuelles, l'expérience CODALEMA et présenterons les résultats obtenus.

# Chapitre 2 – Principes théoriques de la radiodétection

## I. Les premiers pas de la radiodétection

Au début des années 1950, l'étude des rayons cosmiques, et plus particulièrement la détection de gerbes atmosphériques, s'est construite autour de l'utilisation de réseaux de surface principalement composés tout d'abord de compteurs Geiger, puis plus tard de scintillateurs ou de cuves à eau. Ces dernières technologies reposent sur le principe de détection de la lumière émise, soit par effet Cerenkov par des particules ultra relativistes se déplaçant dans des milieux d'indice de réfraction  $n$  supérieur à celui du vide ( $n > 1$ ) dans le cas des cuves à eaux, soit par scintillation.

L'indice de réfraction d'un milieu en fonction de la fréquence  $\omega$  est défini par :

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon_0}}$$

avec  $\epsilon(\omega)$  la permittivité du milieu et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide.

L'énergie rayonnée sous forme d'émission Cerenkov par unité de distance  $x$  et par unité de fréquence  $\omega$  le long de la trajectoire d'une particule de vitesse  $v$  dans un milieu  $n$  est directement proportionnelle à la fréquence (32):

$$\frac{dE}{dx \cdot d\omega} \propto \omega \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n(\omega)^2}\right) \text{ où } \beta = \frac{v}{c}$$

L'émission Cerenkov a un spectre en fréquence continu et son intensité décroît avec la fréquence. Dans un milieu à fort indice de réfraction, comme l'eau ( $n \sim 1,33$ ), l'émission Cerenkov sous forme de lumière visible (et donc de très haute fréquence) est détectable par des photomultiplicateurs.

En 1953, Jelley mesura avec succès la lumière Cerenkov émise par le passage d'une gerbe cosmique dans l'atmosphère ( $n$  très proche de 1). Il se heurta toutefois au même problème de cycle utile que rencontrera la technique de détection par fluorescence vingt années plus tard : la nécessité de ne fonctionner que par nuit sans lune et sans nuage. Afin de contourner ces problèmes, Jelley s'intéressa au domaine radio des grandes ondes (de fréquence typiquement inférieure à 100 MHz), insensible aux conditions météorologiques. Il mena ainsi ce que l'on peut considérer comme la première étude jamais faite sur la radiodétection, en cherchant à savoir si l'émission Cerenkov radio était détectable. Les conclusions furent peu optimistes, pour deux raisons principales :

- Le passage du domaine optique au domaine radio correspond à une diminution de fréquence d'un facteur de l'ordre de  $10^7$ . Selon la loi de décroissance du spectre en énergie de l'émission Cerenkov, l'intensité du signal radio va donc décroître du même ordre de grandeur.
- Quand la longueur d'onde des radiations émises devient plus grande que la distance entre les particules, l'émission devient cohérente. On ne considère plus les particules comme émettant une radiation indépendamment les unes des autres, et on doit additionner l'amplitude de chacune des contributions. Sachant que l'amplitude rayonnée par les électrons et les positrons sont en opposition de phase, et que le nombre d'électrons et positrons dans la gerbe était (à l'époque !) considérée comme équivalent, l'émission Cerenkov dans le domaine radio est considéré comme nulle pour des longueurs d'onde supérieure à quelques centimètres.

Jelley conclua donc que le principe de détection de gerbes atmosphérique par mesure de l'émission Cerenkov dans le domaine de fréquence radio n'était pas possible (33).

Ce postulat fut remis en cause en 1962 par les travaux d'Askaryan qui suggéra l'existence, dans le développement d'une gerbe atmosphérique, d'un excès de charges négatives due à l'annihilation des positrons de la gerbe avec les électrons de l'atmosphère (34). Fusii et Nishimura montreront par la suite que l'excès de charges négatives dans la gerbe est en fait principalement dû à la création d'électrons par diffusion Compton (35).

L'existence de cet excès de charges négatives dans le développement d'une gerbe atmosphérique contredit l'hypothèse de Jelley pour lequel positrons et électrons sont présents en nombre égal dans la gerbe. Par conséquent, le phénomène de cohérence dans le cadre d'une émission Cerenkov radio n'aboutit plus à une intensité nulle.

On suppose une gerbe atmosphérique de  $N$  particules, avec un excès d'électrons de  $\varepsilon N$  particules avec  $\varepsilon$  de l'ordre de 0,1. Si on considère une émission Cerenkov dans le domaine optique, chaque particule va émettre un rayonnement d'intensité  $I_0$ . Le phénomène de cohérence n'ayant pas lieu à ces longueurs d'ondes, l'intensité totale du rayonnement est alors:

$$I_{opt} = N \cdot I_0$$

Dans le domaine de fréquence radio, pour des ondes de longueurs métriques, les intensités de rayonnement de chaque particule  $I_r$  sont cohérentes et l'intensité totale  $I_{radio}$  rayonnée par  $\varepsilon N$  électrons vaut donc :

$$I_{radio} = (\varepsilon N)^2 \cdot I_r$$

On en déduit que le rapport des intensités dans les deux domaines de fréquences est:

$$\frac{I_{rad}}{I_{opt}} = (\varepsilon^2 N) \cdot \frac{I_r}{I_0} \text{ avec } \frac{I_r}{I_0} \sim 10^{-7}$$

Le facteur d'amélioration de l'émission Cerenkov par cohérence  $\varepsilon^2 N$  (de l'ordre de  $10^6$  pour un excès d'électrons de 10% et un nombre de particules dans la gerbe de  $10^8$ ) permet de

rendre l'intensité du rayonnement Cerenkov dans le domaine radio du même ordre de grandeur que dans le domaine optique. La radiodétection d'une gerbe atmosphérique par détection d'une émission radio Cerenkov était donc raisonnablement envisageable.

Se basant sur ces résultats, Jelley décide de déployer la première expérience de radiodétection à Jodrell Bank en utilisant un réseau de 72 antennes déclenché par trois compteurs Geiger en coïncidence (Figure 28) (36). Les antennes utilisées sont des dipôles horizontaux, orientés selon la direction Est-Ouest, et accordées en fréquence sur 44 MHz avec une bande passante de 2,75 MHz. Le trigger de particule a un taux de comptage de 3,2 événements par heure situant le seuil de détection en énergie dans la gamme  $10^{15}$ - $10^{16}$  eV, et l'acquisition des signaux est assurée par des oscilloscopes fonctionnant sur une base de temps de 20  $\mu$ s.

Sur 1794 gerbes de particules détectées, cinq impulsions sont clairement identifiées comme corrélés avec une gerbe atmosphérique. Une étude statistique menée sur les signaux plus faibles montre une corrélation en temps entre le maximum du signal et le trigger particule prouvant qu'un nombre plus élevé de gerbes ont été radiodétectées avec un signal radio de faible amplitude (Figure 29). La faisabilité de la radiodétection de gerbes cosmiques était pour la première fois prouvée expérimentalement.

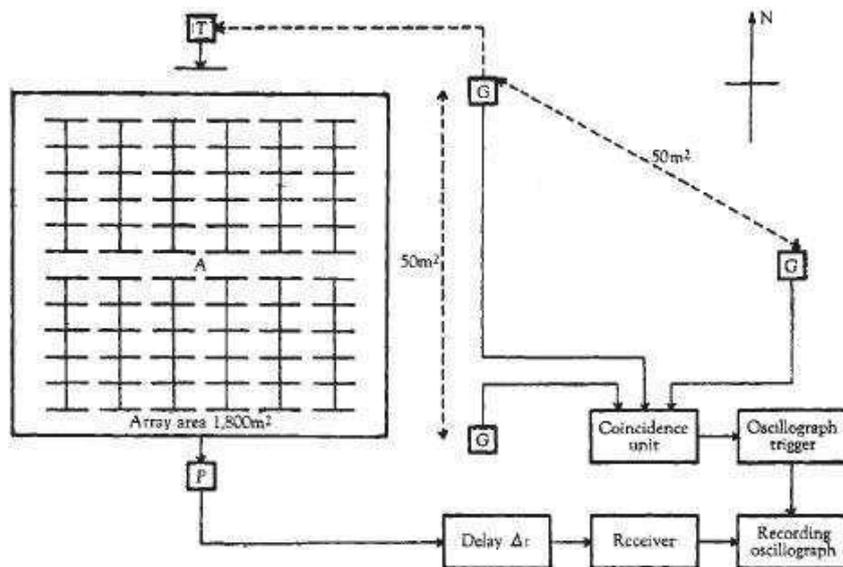


Figure 28- Configuration de l'expérience de radiodétection menée par Jelley en 1965 (les compteurs Geiger G mesurent le passage d'une gerbe atmosphérique. Le trigger du réseau d'antennes T peut n'être déclenché que par un seul compteur Geiger, le signal mesuré par le réseau d'antenne A est transmis, après passage dans le pré-amplificateur P, jusqu'à l'oscilloscope d'acquisition)

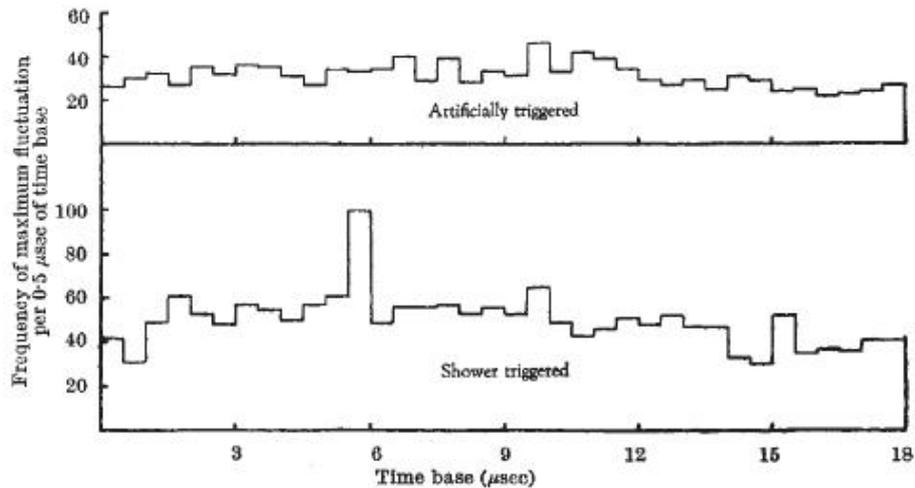


Figure 29- Histogrammes de la position en temps du maximum du signal enregistré. La distribution obtenue pour des triggers aléatoires (en haut) est uniforme. La distribution pour les triggers "gerbes" (en bas) montre un pic de corrélation aux environs de 6  $\mu$ s: il y a radiodétection de gerbes atmosphériques

Bien que les résultats obtenus soient compatibles avec la détection d'une émission Cerenkov radio, Jelley émet un doute sur le mécanisme de création du signal électrique induit. En effet, l'idée d'un mécanisme « alternatif » a germé au sein de la communauté scientifique, synthétisée en 1965 par Kahn et Lerche (37): la séparation des charges sous l'influence du champ magnétique terrestre.

En effet, les particules chargées créées tout au long du développement de la gerbe atmosphérique subissent l'effet du champ géomagnétique par force de Lorentz définie par :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$$

avec  $q$  et  $\vec{v}$  respectivement la charge le vecteur-vitesse d'une particule et  $\vec{B}$  le champ magnétique terrestre.

Sous l'influence de cette force, une particule chargée va voir sa trajectoire déviée, le sens de déviation dépendant du signe de la charge (Figure 30). Par conséquent, les électrons et les positrons contenus dans la gerbe tout au long de son développement vont subir une déviation de sens opposé due au champ géomagnétique terrestre : il y a séparation des charges dans la gerbe.

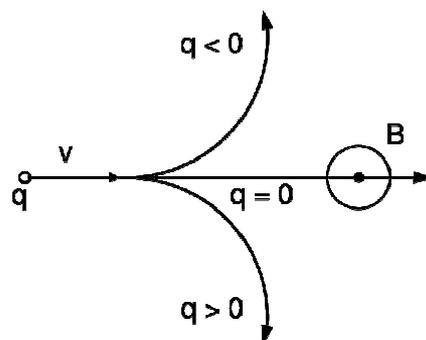


Figure 30- Déviation d'une particule de charge  $q$  et de vecteur vitesse  $v$  sous l'influence d'un champ magnétique  $B$

Pour Kahn et Lerche, cette séparation de charges est à l'origine de deux phénomènes susceptibles d'être à l'origine du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique :

- La création d'un courant transverse due à la déviation systématique des particules chargées de la gerbe. Le courant crée par ce mécanisme est polarisé perpendiculairement à l'axe de la gerbe et aux lignes de champ magnétique.
- L'apparition de dipôles  $e^-/e^+$  par séparation des paires  $e^-/e^+$  obtenues par annihilation de photons. La dispersion latérale de ces dipôles dépend principalement du temps de vie des particules les composant. En moyennant tous les dipôles créés au long du développement de la gerbe, on obtient dipôle électrique stable de séparation latérale constante et indépendant de l'excès de charge. Son déplacement relativiste est alors à l'origine d'une radiation de type Cerenkov cohérente.

Trois mécanismes différents peuvent donc être à l'origine du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique, sans que la contribution exacte de chacun de ces phénomènes ne puisse être établie. D'après Kahn et Lerche, le mécanisme de courant transverse serait dominant à toutes les fréquences et distances à l'axe de la gerbe.

Plusieurs expériences de radiodétection furent alors déployées à travers le monde afin de déterminer le mode de production du champ électrique induit en étudiant la polarisation. En effet, dans le cas de mécanismes géomagnétiques, la polarisation du champ est nécessairement perpendiculaire à l'axe de la gerbe et aux lignes de champs géomagnétiques. En 1969, une expérience de radiodétection, située en Bolivie sur le Mont Chacaltaya, mesura les polarisations Est-Ouest et Nord-Sud du champ électrique induit. Etant situé à proximité de l'équateur magnétique, le champ magnétique terrestre est quasiment horizontal : la force de Lorentz est donc orientée dans la direction Est-Ouest et une polarisation Est-Ouest du champ est donc attendue. Malgré la faible statistique (23 impulsions en polarisation Est-Ouest et 7 en polarisation Nord-Sud), les résultats de l'expérience semblent indiqués une émission d'origine géomagnétique du champ électrique induit par les gerbes atmosphériques (38).

De plus, les mécanismes géomagnétiques de création de champ électrique induit prédisent l'existence d'une asymétrie Nord-Sud dans la direction d'arrivée des gerbes cosmiques radiodétectées. En effet, l'intensité de la force de Lorentz dépend de l'angle entre la direction d'arrivée et l'axe du champ géomagnétique : plus ce dernier sera grand, plus l'intensité de la force de Lorentz sera importante, jusqu'à être maximale pour une direction d'arrivée perpendiculaire à l'axe géomagnétique. Les charges d'une gerbe dont la direction d'arrivée serait proche de l'axe géomagnétique ne subiraient qu'une faible influence de la force de Lorentz. Expérimentalement, il en résulte que le champ induit par mécanismes géomagnétiques serait plus faible dans la moitié Sud du ciel (pour une expérience située dans l'hémisphère Nord où le champ magnétique terrestre est orienté vers le Sud) et donc, à énergies du primaire égales, moins efficacement détectables que dans la moitié Nord.

Cette asymétrie a été observée par plusieurs expériences, notamment par Prescott (39), sans que la prédominance des mécanismes géomagnétiques dans la production du champ soit définitivement prouvée en raison d'expériences aux résultats contradictoires. Ainsi, les résultats obtenus par Bray (40) ne montrent une asymétrie Nord-Sud que pour les événements dont l'amplitude du champ induit est la plus élevée. Pour les signaux moyens, aucune asymétrie n'est constatée : cette expérience n'a pas permis de conclure de manière catégorique sur la dominance des mécanismes géomagnétiques sur l'excès de charge.

Pour que la radiodétection soit une technique efficace d'étude du rayonnement cosmique, elle doit être capable d'extraire par elle-même, et événement par événement, les informations nécessaires à la caractérisation de la particule primaire, et en particulier son énergie. L'unique solution pour obtenir cette dernière est de calibrer l'expérience de radiodétection par un réseau de détection de surface, technique éprouvée et fiable, permettant une estimation de l'énergie de la particule primaire. Les résultats obtenus sont une nouvelle fois différents en fonction des expériences de radiodétection, comme par exemple les résultats présentés Figure 31, publiés la même année en 1968 :

- Les résultats obtenus par un réseau de 9 antennes déployés sur le réseau de détecteurs au sol du Moscow State University indiquent une dépendance du champ électrique induit en  $\sqrt{E}$  où E l'énergie de la particule primaire. (41)
- A contrario, les résultats obtenus par l'expérience de radiodétection du Mont Chacaltaya, en Bolivie, montrent une proportionnalité du champ induit avec E. (42)

Les différences de comportement observées sont essentiellement imputables à la faible statistique et aux fluctuations gerbes à gerbes. Mais les moyens techniques de l'époque, notamment d'électronique, ont aussi joué un rôle dans les difficultés rencontrées par les différentes expériences de radiodétection. Quoiqu'il en fût, ces contradictions entre expériences, que ce soit en termes d'énergie ou de mécanismes de production du champ, sont assez symptomatiques de ce qui était reproché à l'époque à la technique de radiodétection, à savoir son manque de fiabilité dans la reproduction des résultats obtenus.

Une dernière expérience majeure de radiodétection fut déployée en Angleterre, sur le site du détecteur au sol d'Haverah Park (Figure 11), par Allan à la fin des années 1960 (43). Cette expérience utilisait, pour 3 fréquences différentes (32 MHz, 44 MHz et 55 MHz), deux antennes mesurant la polarisation Est-Ouest et Nord-Sud du champ électrique induit par les gerbes atmosphériques. L'acquisition des événements était assurée par des oscilloscopes sur une base de temps de 5  $\mu$ s, et déclenchée par les détecteurs de particules du réseau d'Haverah Park.

La statistique obtenue était toujours faible : pour 6 mois de mesures, 49 impulsions directement corrélées à une gerbe atmosphérique ont été mesurées sur les antennes accordées sur la fréquence de 55 MHz. Les résultats obtenus sont malgré tout suffisants pour permettre à Allan et son équipe de relier l'amplitude du champ électrique mesuré  $\varepsilon_v$  à 55 MHz aux paramètres de la gerbe :  $E_p$  l'énergie de la particule primaire,  $d$  la distance à l'axe de la gerbe,  $\theta$  l'angle zénithal d'arrivée et  $\alpha$  l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et l'axe du champ géomagnétique suivant la relation:

$$\varepsilon_v = 25 \cdot \left( \frac{E_p}{10^{17}} \right) \cdot \sin \alpha \cdot \cos \theta \cdot e^{\frac{-d}{d_0(v,\theta)}}$$

Cette dépendance n'est valable que dans une gamme réduite des paramètres de la gerbe :

- $\Theta < 35^\circ$ , soit des gerbes relativement verticales
- l'énergie du primaire  $E_p$  comprise entre  $10^{17}$  et  $10^{18}$  eV
- une distance des antennes à l'axe de la gerbe inférieure à 300 mètres

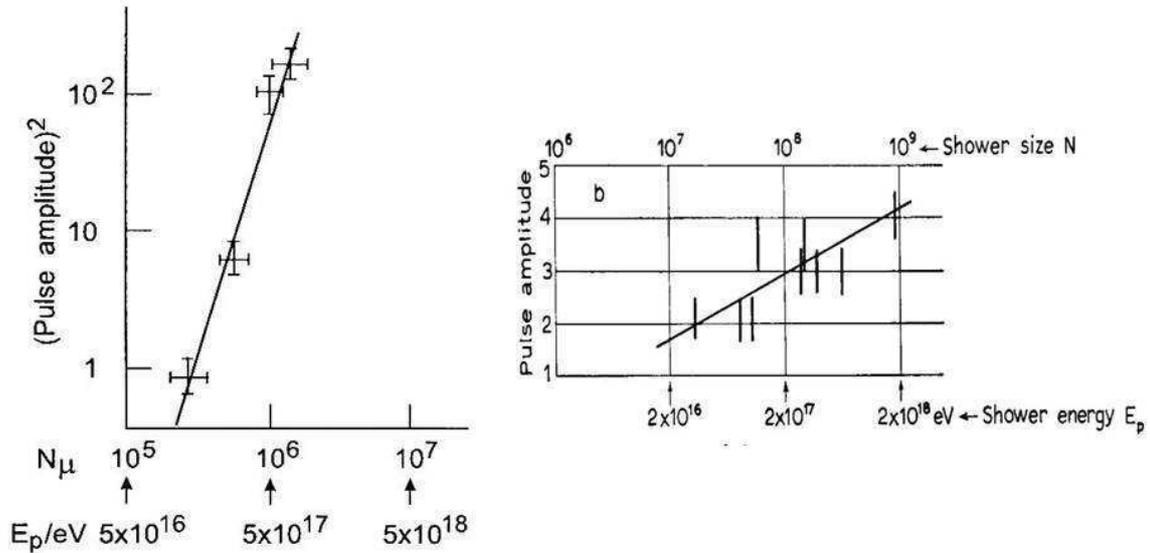


Figure 31- Calibration du signal électrique induit avec l'énergie de la particule primaire reconstruite par un réseau de détecteurs de particules. A gauche les résultats obtenus par l'expérience de Moscou, à droite ceux obtenus par l'expérience du Mont Chacaltaya

L'intérêt de cette relation est de tenir compte pour la première fois de l'influence du champ magnétique terrestre sur les mécanismes de formation du champ électrique induit par le terme en sinus  $\alpha$ , et aussi de prévoir une dépendance exponentielle du champ électrique en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (voir Figure 32). Les résultats d'Allan montrèrent que l'estimation de l'énergie de la particule primaire est possible par une expérience de radiodétection en ne connaissant que la direction d'arrivée de la gerbe atmosphérique, rendant la technique utilisable dans le cadre de l'étude des rayons cosmiques.

Malgré ces derniers résultats prometteurs, la méfiance de la communauté envers la technique de radiodétection, particulièrement due aux résultats contradictoires obtenus par différentes expériences, va sonner provisoirement l'arrêt des recherches en la matière. Pendant une vingtaine d'années, l'amélioration des techniques existantes (détecteurs de particules) et le développement de nouvelles techniques prometteuses comme la détection par fluorescence a permis de créer des expériences majeures pour l'étude des rayons cosmiques comme AGASA, HiRes ou l'Observatoire Pierre Auger. Mais les qualités intrinsèques de la radiodétection, c'est-à-dire sa sensibilité au développement total de la gerbe avec un cycle utile proche de 100%, en font une technique complémentaire extrêmement prometteuse. C'est pourquoi les recherches dans ce domaine, aussi bien expérimentales que théoriques, ont repris dès 2002.

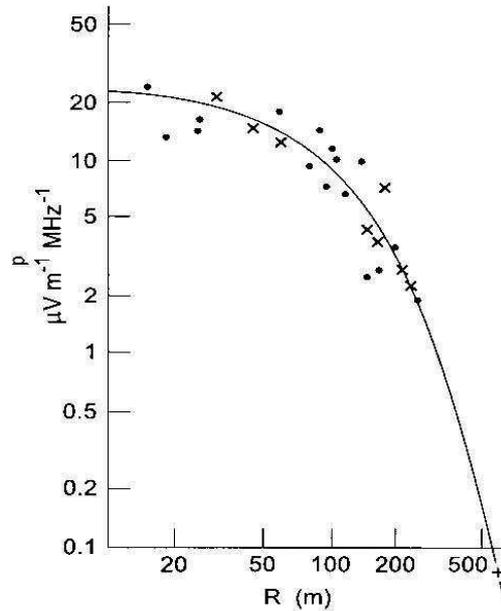


Figure 32- Champ électrique mesuré en fonction de la distance à l'axe. Chaque amplitude est corrigée, selon la relation d'Allan, de l'énergie de la particule primaire et de sa direction d'arrivée. Les points correspondent aux énergies inférieures à  $3.10^{17}$  eV; les croix aux énergies supérieures à  $3.10^{17}$  eV

## II. Modèles théoriques actuels

Les résultats expérimentaux obtenus dans les années 1970 semblent indiquer que le mécanisme de création de champ induit par effet géomagnétique est prépondérant par rapport aux autres mécanismes potentiels. Les deux modèles principalement étudiés aujourd'hui, et que nous allons introduire ici, reposent donc sur l'influence du champ géomagnétique terrestre sur les particules chargées de la gerbe par la force de Lorentz définie par :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$$

avec  $\vec{B}$  le champ magnétique appliqué,  $\vec{v}$  la direction d'arrivée de la particule déviée et  $q$  sa charge. On considère que les particules qui contribuent majoritairement à l'apparition d'un champ électrique induit sont les électrons et les positrons, l'influence du champ géomagnétique sur les particules chargées plus lourdes comme les muons étant faible.

Toutefois, ces modèles supposent deux types différents d'émission électrique induite :

- le premier modèle, ou modèle microscopique, prend pour hypothèse que le champ électrique induit est la somme des champs électriques synchrotron produits par l'accélération des particules chargées de la gerbe sous l'influence du champ magnétique terrestre. On nomme ce phénomène émission géosynchrotron.
- le second modèle étudie l'émission par courant transverse due à la déviation systématique des particules chargées. Ce modèle reposant sur le calcul d'ensemble de la densité de courant produite par les particules chargées au fur et à mesure de leur

production (et non sur la contribution individuelle de chaque particule comme dans le cas du premier modèle), on considère ce modèle comme étant un modèle macroscopique de l'émission électrique induite.

Après avoir rapidement présenté le principe théorique de chacun de ces modèles, nous nous intéresserons plus particulièrement aux prévisions obtenus sur les caractéristiques du signal électrique induit par une gerbe atmosphérique :

- sur la forme de l'impulsion électrique et ses dépendances en amplitude et en temps
- sur le spectre en fréquence de ces signaux
- sur la polarisation du champ électrique induit

## 1. Modèle microscopique

Tous les électrons et positrons, de charge  $e$  et de vitesse  $v$ , apparaissant au cours du développement d'une gerbe atmosphérique subissent l'influence de la force de Lorentz due au champ géomagnétique  $B$  sous la forme d'une accélération  $a$  définie par :

$$a = \frac{e \cdot v \cdot B}{\gamma \cdot m_e} \cdot \sin \alpha$$

avec  $\alpha$  l'angle entre le champ magnétique terrestre et la direction d'arrivée de la gerbe de particule.

La définition du champ géosynchrotron  $E$  émis par la cascade de particules est extrêmement complexe, mais en première approximation, nous allons nous placer dans les cas particuliers du domaine relativiste, en supposant que  $v \approx c$ , et à grand paramètre d'impact  $b$  (soit la distance de l'observateur à l'axe de la gerbe). Le champ géosynchrotron  $E$  est alors défini par :

$$E(t, b) \propto N \cdot a \cdot b^2 \cdot \frac{1}{(ct)^3}$$

avec  $N$  le nombre de particules chargées contenues dans la gerbe. Comme expliqué dans le Chapitre 1, ce nombre de particules évolue au cours du développement de la gerbe, passant par un maximum à la profondeur d'atmosphère parcourue  $X_{\max}$ . Il est alors nécessaire de différencier le temps de réception  $t$  du temps de création  $t'$  duquel dépend la variation de  $N$ , rendant les calculs de l'émission géosynchrotron plus complexes. La relation entre  $t$  et  $t'$  est donnée par :

$$c \cdot t' = -\frac{b^2}{c \cdot t}$$

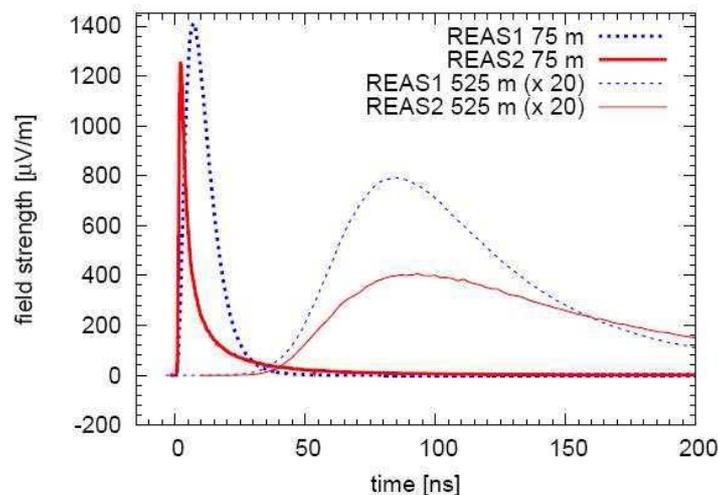
D'après le modèle microscopique, le champ induit  $E$  est directement proportionnel au nombre de particules chargées de la gerbe, et donc de la particule primaire.

L'utilisation du modèle microscopique se fait à l'aide de simulations de gerbes atmosphériques, produites par le programme CORSIKA, le champ géosynchrotron induit étant calculé par le programme REAS développé par Huege.

### Forme de l'impulsion

Nous allons en premier lieu nous intéresser à l'évolution temporelle du champ géosynchrotron induit par une gerbe atmosphérique. La Figure 33 présente l'évolution en fonction du temps de l'émission géosynchrotron pour deux paramètres d'impact, 75 mètres et 525 mètres. Les caractéristiques de l'impulsion sont :

- un signal monopolaire
- un temps de montée du signal très rapide (jusqu'à la centaine de nanosecondes) et un temps de descente beaucoup plus lent (jusqu'à la microseconde)
- une amplitude et un temps maximum dépendant du paramètre d'impact. A faible paramètre d'impact, l'impulsion est extrêmement rapide et avec une amplitude beaucoup plus élevée qu'à grand paramètre d'impact, où l'impulsion est beaucoup plus étalée dans le temps. On considère que l'amplitude varie en  $b^{-4}$  et que le temps du maximum varie en  $b^2$



**Figure 33- Evolution du champ géosynchrotron induit par une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV pour des paramètres d'impact de 75m et 525m. Le champ électrique a été calcul dans le cadre d'une comparaison entre deux programmes de modélisation de l'émission géosynchrotron, REAS2**

### Spectre en fréquence

L'évolution temporelle de l'émission géosynchrotron étant dépendante du paramètre d'impact, son spectre en fréquence varie nécessairement en fonction du même paramètre. Ainsi, les spectres présentés Figure 34 montrent qu'à grand paramètre d'impact, les composantes fréquentielles de l'émission géosynchrotron s'étendent jusqu'à des fréquences supérieures à 100 MHz. Plus le paramètre d'impact va être faible, plus le spectre va se replier vers les basses fréquences : pour un paramètre d'impact de 500 mètres, le spectre ne s'étend plus que jusqu'à 40 MHz.

La diminution de la valeur du champ en fonction de la fréquence est interprétée comme la mise en évidence d'un phénomène de décohérence. En effet, comme nous l'avons expliqué précédemment, l'émission radio induite par une gerbe cosmique est détectable car elle est cohérente, c'est-à-dire que la longueur d'onde des radiations émises individuellement par chacune des particules est inférieure à la distance séparant ces particules. Plus on augmente la fréquence, et par conséquent plus on réduit la longueur d'onde, moins le phénomène de cohérence est important : le champ radio induit diminue donc en fonction de la fréquence.

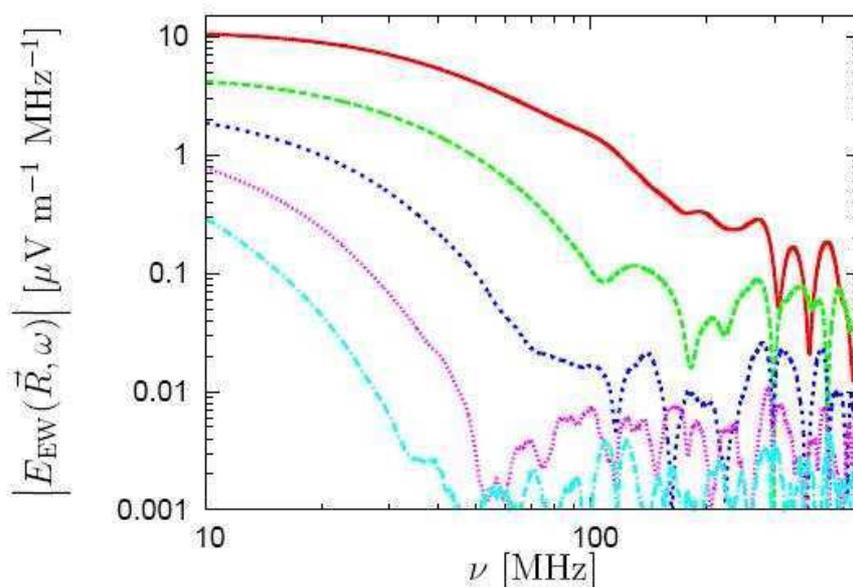


Figure 34- Spectres en fréquence de l'émission géosynchrotron induite par une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV pour différents paramètres d'impact: de haut en bas, 20m, 140m, 260m, 380m et 500m (44)

### *Polarisation*

En raison du mécanisme géomagnétique de création du champ induit, l'émission géosynchrotron est fortement polarisée dans la direction perpendiculaire à la direction d'arrivée de la gerbe et à l'axe du champ géomagnétique. Le champ géomagnétique étant orienté dans la direction Nord-Sud, la polarisation d'une gerbe verticale devrait être Est-Ouest. Toutefois, comme le montre la Figure 35, le champ géosynchrotron n'est purement polarisé Est-Ouest que dans les directions Nord-Sud et Est-Ouest. Une légère contribution de la polarisation Nord-Sud existe dans les autres directions.

Plus la gerbe sera inclinée en angle zénithal, plus le motif de polarisation au sol va devenir complexe. Ces effets restent toutefois à être caractériser expérimentalement, et on considérera par la suite et en première approximation que le champ géosynchrotron est polarisée linéairement.

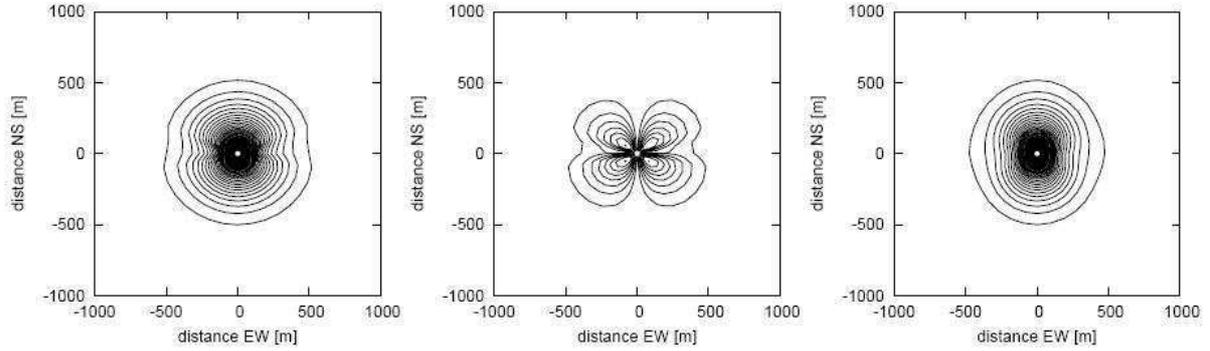


Figure 35- Figures de contour de l'émission géosynchrotron induite par une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV. Le niveau des contours est de  $0,25 \mu\text{V.m.MHz}$ . De gauche à droite: le champ électrique total, la polarisation Nord-Sud et la polarisation Est-Ouest.

## 2. Modèle macroscopique

Dans le cadre de l'émission radio par courant transverse, nous allons nous intéresser à la densité de courant créée par la déviation systématique des particules chargées sous l'influence du champ magnétique terrestre. Ce modèle est principalement étudié par Werner et Scholten (45).

La densité de courant  $J$  dépend principalement de la vitesse de dérive moyenne  $\overline{v_d}$ , moyenne de la vitesse de dérive des électrons et positrons contenus dans la galette de particules, et est définie par :

$$J = \frac{\overline{v_d} \cdot N \cdot e}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon}$$

L'expression simplifiée du champ induit par mécanisme de courant transverse, dans les mêmes approximations que pour l'expression simplifiée du champ géosynchrotron (domaine relativiste et grand paramètre d'impact), est définie au temps de création  $t'$  par :

$$E(t', b) \propto J \cdot \left( \frac{c \cdot t'}{b^2} \right)^2 \cdot \left( t' \cdot \frac{dN}{dt'} + N(t') \right)$$

Comme dans le cas du champ géosynchrotron, le champ induit par le mécanisme de courant transverse est proportionnel au nombre de particules chargées, et donc à l'énergie de la particule primaire.

### Forme de l'impulsion

Contrairement au champ géosynchrotron, le signal électrique créée par mécanisme transverse a une forme bipolaire due au terme  $dN/dt'$  dans l'expression du champ transverse.

Toutefois, il est remarquable de noter que malgré une interprétation différente du même phénomène physique, la dépendance du signal au paramètre d'impact dans les deux modèles est identique : l'amplitude varie également en  $b^{-4}$  et le temps du maximum en  $b^2$ .

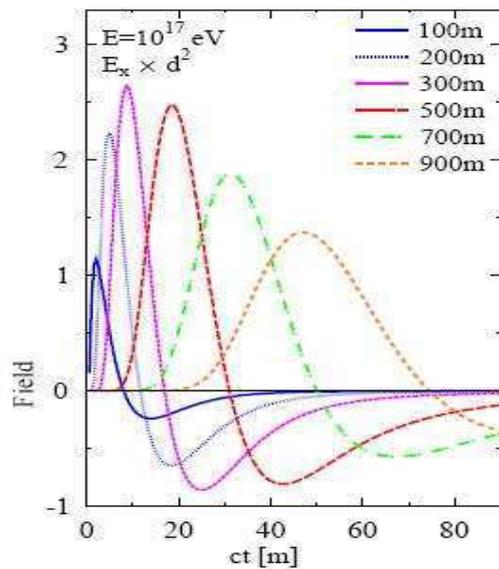


Figure 36- Evolution du champ électrique du au courant transverse induit par une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV pour des paramètres d'impact compris entre 100m et 900m

### *Spectre en fréquence*

La dépendance au paramètre d'impact du champ transverse étant compatible avec celle obtenue dans le cas du champ géosynchrotron, le comportement du spectre en fréquence est similaire : on observe un repliement du spectre vers les basses fréquences à mesure que le paramètre d'impact augmente, comme présenté sur la Figure 37.

Toutefois, une différence notable entre les deux modèles réside dans le fait que, contrairement aux spectres de l'émission géosynchrotron qui décroît linéairement en fonction de la fréquence, le spectre de l'émission transverse va d'abord croître linéairement jusqu'à un maximum avant de décroître linéairement. La fréquence à laquelle ce maximum est atteint est d'autant plus grande que le paramètre d'impact est petit.

### *Polarisation*

Contrairement au champ géosynchrotron, la polarisation du champ transverse devrait être purement linéaire et orientée perpendiculairement à l'axe du champ géomagnétique et à la direction d'arrivée de la gerbe. On n'attend donc pas, dans le cadre de ce modèle, de motifs particuliers de polarisation du champ électrique au sol.

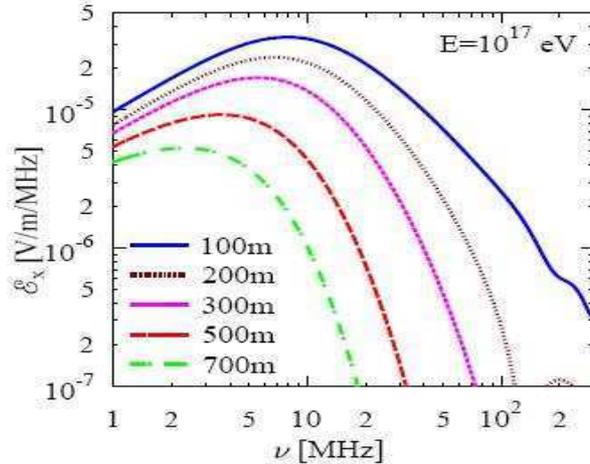


Figure 37- Spectres en fréquence de l'émission transverse induite par une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV pour différents paramètres d'impact: de haut en bas, 100m, 200m, 300m, 500m et 700m

Les principales différences entre le modèle microscopique et le modèle macroscopique sont :

- un champ électrique monopolaire dans le cas du géosynchrotron et bipolaire dans le cas du courant transverse
- un spectre en fréquences à décroissance linéaire dans le cas du géosynchrotron et passant par un maximum dans le cas du courant transverse
- une polarisation quasi-linéaire avec apparition de motifs au sol en fonction de l'angle zénithal d'arrivée de la gerbe, et une polarisation purement linéaire dans le cas du courant transverse

Bien que les modèles rendent compte du même phénomène de création de champ par mécanisme géomagnétique de deux manières différentes, les différences restent minimales du point de vue expérimental. En effet, identifier une impulsion monopolaire d'une impulsion bipolaire est extrêmement difficile pour une expérience de radiodétection puisque l'utilisation de filtres, analogiques ou numériques, a pour conséquence de modifier la forme de l'impulsion. Mesurer une telle impulsion sans aucun filtre autre que l'antenne elle-même suppose une amplitude très élevée ou un bruit de fond très faible. Pour les mêmes raisons, une différenciation des modèles à partir de la forme des spectres en fréquence reste difficile. Dans le cas de la polarisation, une étude précise nécessiterait un réseau dense d'antennes mesurant indépendamment chaque polarisation du champ électrique, c'est-à-dire une expérience de radiodétection à grande échelle demandant énormément de ressources et de moyens.

### III. Applications expérimentales

#### 1. Caractéristiques du signal attendu

Les modèles théoriques présentés précédemment prédisent globalement le même comportement général du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique,

comportement qui conditionne nécessairement la conception d'une expérience de radiodétection. On peut résumer ces caractéristiques théoriques ainsi :

- la variation temporelle du champ électrique induit, dépendante du paramètre d'impact, est extrêmement rapide et est comprise entre quelques centaines de nanosecondes et une microseconde.
- l'amplitude du champ électrique induit est proportionnel au nombre de particules de la gerbe, et par conséquent à l'énergie de la particule primaire
- pour un détecteur, l'amplitude du champ mesuré dépend fortement du paramètre d'impact. Plus le paramètre d'impact est grand, plus l'amplitude sera faible.
- le spectre en fréquence dépend également du paramètre d'impact : plus le paramètre d'impact est grand, plus le spectre va se replier vers les basses fréquences.

Les conséquences des caractéristiques du signal électrique induit sont multiples, notamment sur le développement des expériences de radiodétection actuelles dont l'objectif principal est de caractériser la technique grâce à une statistique de détection élevée. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de tenir compte de plusieurs points:

- La rapidité du champ à mesurer nécessite une électronique rapide capable d'échantillonner correctement le signal. On comprend alors les difficultés techniques rencontrées par les premières expériences de radiodétection ne disposant pas d'électronique rapide.
- L'amplitude du champ électrique étant dépendante de l'énergie de la particule primaire, la radiodétection devrait atteindre son plein potentiel dans le domaine des ultra-hautes énergies. Toutefois, la technique n'étant à l'heure actuelle qu'au stade de l'étude, le taux de comptage à ces énergies est donc trop faible et il est nécessaire de travailler dans un premier temps au seuil de détection estimé de la radiodétection situé aux alentours de  $10^{16}$  eV.
- L'amplitude du champ étant également dépendante du paramètre d'impact, et toujours dans l'optique d'une étude approfondie de la technique radio, il est nécessaire de travailler à petit paramètre d'impact, c'est-à-dire en se situant littéralement sous la gerbe de particules. Cela implique donc d'utiliser un trigger, typiquement un réseau de détecteurs de particules, situé à proximité, voire à l'intérieur du réseau d'antennes.

Comme nous le verrons par la suite, les expériences de radiodétection LOPES et CODALEMA, bien que de philosophie différente, sont toutes deux basées sur ces principes et les résultats obtenus sont extrêmement prometteurs.

On peut malgré tout constater qu'une partie importante de la radiodétection, à savoir la détection de gerbes atmosphériques à grands paramètres d'impact, ne peut être caractérisé, pour l'instant, par ces expériences. Outre le fait que le champ électrique induit par une gerbe atmosphérique n'a jamais été mesuré et n'est donc pas expérimentalement connu, il est nécessaire de tenir compte du phénomène de repliement du spectre en fréquences à grand paramètre d'impact sur la conception du détecteur lui-même.

En effet, un détecteur radio est, comme nous le verrons dans le Chapitre 3, défini notamment par la longueur de sa bande passante en fréquence. Pour des expériences travaillant à faible

paramètre d'impact, l'utilisation d'antennes large bande (dans le cas de CODALEMA) ou d'antennes accordées sur une fréquence particulière (40-50 MHz dans le cas de LOPES) n'a finalement qu'une faible importance. La situation est différente dans le cas d'un réseau géant d'antennes où l'on pourra détecter des gerbes à grand paramètre d'impact puisque le spectre en fréquence du champ électrique induit va se replier vers les basses fréquences. Une antenne accordée devrait logiquement être moins efficace qu'une antenne large bande passante puisque cette dernière sera toujours capable de mesurer le signal électrique, même si le spectre en fréquences de ce dernier est replié (voir Figure 34 et Figure 37). De plus, la reconstruction de la forme de l'impulsion est d'autant plus facile que le nombre de composantes fréquentielles du signal est grande, ce qui est un autre avantage des antennes à large bande passante.

L'étude du champ électrique à grand paramètre d'impact est la prochaine étape de développement de la technique de radiodétection, probablement la dernière avant de devenir une technique efficace et indépendante d'étude du rayonnement cosmique à ultra-haute énergie. Toutefois, dans le cadre de cette thèse, seul le comportement du champ à petit paramètre d'impact sera étudié.

## 2. Intérêt de la radiodétection

Nous avons vu dans le Chapitre 1 comment la détection de gerbes atmosphériques, grâce à des techniques telles que les réseaux au sol de détecteurs de particules ou par les télescopes à fluorescence, permettait d'étudier les rayons cosmiques, et tout particulièrement dans le domaine des ultra-hautes énergies. Nous venons de voir dans ce Chapitre 2 qu'une gerbe atmosphérique peut aussi être détectée et étudiée grâce au champ électrique créée au cours de son développement. Une question se pose alors : quelles sont les avantages de la radiodétection sur les techniques de détection usuelles ?

### *Une sensibilité au développement de la gerbe*

Les réseaux de surface de détecteurs de particules ne sont sensibles qu'à la galette de particules atteignant le sol : les caractéristiques de la gerbe sont alors obtenues à l'aide de simulations soumises à de grandes incertitudes, notamment en raison des fluctuations statistiques gerbe à gerbe. Par contre, le champ électrique induit par une gerbe atmosphérique est le reflet de la contribution de toutes les particules chargées (principalement les électrons et les positrons) créées pendant l'intégralité du développement de la cascade.

Tout comme la technique de fluorescence, la radiodétection permet à priori d'étudier une gerbe atmosphérique, c'est-à-dire notamment de connaître l'énergie du primaire ou la position du maximum de développement de la gerbe  $X_{\max}$ , sans avoir recours à une extrapolation quelconque. Théoriquement, l'information sur le développement de la gerbe est contenue dans la forme du signal tandis que l'énergie du primaire est corrélée avec le maximum de l'impulsion mesurée.

### *Un cycle utile proche de 100%*

De plus, contrairement cette fois à la technique de fluorescence qui ne fonctionne que pour les nuits sans nuages et sans lune, soit un cycle utile de  $\sim 10\%$ , la détection d'un signal radio est par définition complètement indépendante des conditions de luminosité. La radiodétection va par contre être sensible à plusieurs autres phénomènes :

- Des augmentations du bruit de fond radio dues à des phénomènes météorologiques (orages) voir à des phénomènes cosmiques (éruption solaire...) peuvent rendre la radiodétection temporairement délicate
- Des phénomènes temporaires comme le passage d'avions ou la présence d'appareillage capable d'émettre des impulsions rapides peuvent périodiquement augmenter le taux d'évènements fortuits détectés par une expérience de radiodétection. L'utilisation d'un trigger particules permet de trier efficacement les évènements, mais dans le cadre d'un réseau d'antennes autonome, une recherche et une élimination de ces fortuites devra être effectuée

Malgré ces dernières contraintes, on peut considérer que le cycle utile de la radiodétection est proche de 100%.

La radiodétection est donc en théorie la fusion des avantages des deux techniques de détection usuelle des gerbes atmosphériques, à savoir le cycle utile de 100% des réseaux de surface et la sensibilité à l'intégralité du développement de la gerbe de la technique de fluorescence. De plus, le détecteur en lui-même, une antenne, est un objet relativement simple et de taille réduite : le déploiement d'un réseau géant d'antennes, ainsi que l'entretien, devrait donc être relativement peu contraignant et coûteux. Pour ces raisons, la radiodétection est potentiellement une technique capable de rivaliser avec ses deux « aînées ». Bien que l'idée et les premières tentatives de détection du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique datent des années 1960, l'étude de la radiodétection avec des statistiques suffisantes n'a réellement commencé que depuis les années 2000. Nous allons donc nous intéresser maintenant à une des principales expériences de radiodétection au monde : l'expérience CODALEMA.

# Chapitre 3 – L’expérience

## CODALEMA

### I. Fonctionnement général

La détection d’un signal radio induit par le passage d’une gerbe atmosphérique a été effectuée pour la première fois dans les années 70. Malheureusement, les moyens techniques de l’époque n’étaient pas adaptés aux caractéristiques de l’impulsion recherchée. En effet, sa durée (de l’ordre de la centaine de nanosecondes) nécessite, pour une détection optimale, une électronique rapide qui n’était pas disponible à l’époque. Devant les performances des réseaux de détecteurs de particules et l’émergence des techniques de détection par fluorescence, la radiodétection fut ainsi laissée dans l’oubli.

Aujourd’hui, les performances des moyens techniques mis à notre disposition, principalement une électronique rapide permettant d’échantillonner des signaux à la fréquence de plusieurs centaines de MHz, donnent la possibilité à la radiodétection de devenir une technique efficace de détection et d’étude des gerbes atmosphériques. C’est ainsi qu’en 2003, la reprise de travaux théoriques sur le sujet par Gohram (46), ainsi que le déploiement de deux expériences de radiodétection, LOPES en Allemagne et CODALEMA en France, relance l’intérêt de la communauté des astroparticules pour la radiodétection. L’objectif premier était de tester la faisabilité et l’efficacité d’un réseau d’antennes dans l’étude des rayons cosmiques, puis d’étudier les possibilités offertes par cette technique complémentaire de celles actuellement utilisées.

Après avoir expliqué le principe général de l’expérience CODALEMA, le premier setup expérimental utilisé sera rapidement présenté, ainsi que les résultats obtenus (voir thèse d’Arnaud Belletoile). La nouvelle configuration, comprenant un changement complet, que ce soit du type d’antennes, de trigger ou d’acquisition, sera ensuite détaillée et discutée.

#### 1. Principes fondateurs

Comme expliqué dans le chapitre 2, une gerbe atmosphérique créée par une particule cosmique primaire induit un champ électrique détectable par des antennes sous la forme d’une impulsion rapide (de l’ordre de quelques centaines de nanosecondes) et de faible amplitude (de l’ordre de quelques millivolts par mètre). La composante fréquentielle de cette impulsion dépend principalement de la distance entre l’axe de la gerbe et la position du détecteur. Globalement, on peut considérer que la majorité du signal est comprise dans la bande de fréquence 1-100 MHz. Dans le concept général d’une expérience de radiodétection, il est nécessaire de trouver un équilibre entre les objectifs physiques et les contraintes expérimentales. Ainsi, pour reconstruire de façon optimale la forme de l’impulsion électrique induite, il faut obligatoirement utiliser la plus grande bande passante possible, tout en s’assurant que l’amplitude de l’impulsion sera détectable. Cela suppose de se placer dans un

environnement radio calme et peu bruyé, conditions extrêmement difficiles à obtenir en général, et tout particulièrement dans nos régions où l'on peut trouver toutes sortes d'émetteurs.

Deux postulats de base ont ainsi conditionnés la phase initiale de développement de l'expérience CODALEMA :

- Utilisation d'une antenne à large bande passante capable de détecter des signaux électriques de faible amplitude
- Installation de l'expérience dans un lieu où la bande de fréquence 1-100MHz est la plus propre possible, c'est-à-dire avec une présence réduite d'émetteurs parasites

On peut noter que l'expérience de radiodétection LOPES a été conçue sur des postulats radicalement différents. En effet, LOPES a été installé sur le site de l'expérience de détection au sol KASCADE-GRANDE, profitant ainsi du réseau de surface pour obtenir un trigger très efficace et une statistique, comme nous le verrons, supérieure à celle de l'expérience CODALEMA. Toutefois, ce choix n'est pas sans conséquence puisque les conditions de bruit radio sur le site de Karlsruhe sont très mauvaises. Les antennes utilisées, ainsi que les techniques de traitement du signal, sont logiquement très différentes de celles de l'expérience CODALEMA. Nous reviendrons sur ce point dans le Chapitre 6.

## **2. Localisation**

Mis en fonctionnement en 1955, l'Observatoire de Nançay, situé dans le Cher, est un site d'observation radioastronomique, mais aussi d'étude, de développement et d'application à l'astronomie et à l'astrophysique des techniques radio (47). L'Observatoire dispose de plusieurs laboratoires travaillant sur la recherche et développement de grands projets internationaux comme SKA ou LOFAR, ainsi que de plusieurs instruments scientifiques sur site de grande qualité telles que :

- le radiotélescope décimétrique, parmi les plus grands au monde, dédié à la détection et à l'étude de tous les objets astrophysiques émettant des ondes radio (galaxies, comètes, pulsars...)
- le radiohéliographe, dédié à l'étude du Soleil
- le réseau décamétrique (DAM), qui étudie les environnements magnétisés et ionisés de Jupiter et du Soleil.

Pour assurer le fonctionnement optimal de ces différents instruments, une politique de non-prolifération des émetteurs radio a été mise en place sur le site de Nançay dès les années 1960, faisant de l'Observatoire un site protégé unique en France.

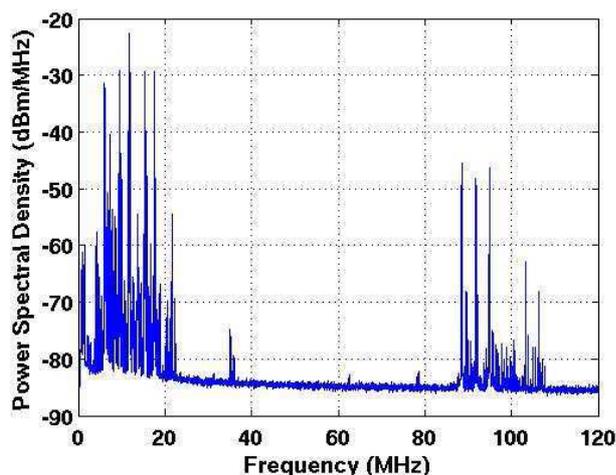


Figure 38- Spectre en fréquence du ciel de Nançay

La Figure 38 montre le spectre en fréquence du ciel de Nançay dans la bande 1-120 MHz, l'axe des ordonnées représentant la puissance des émetteurs en dBm/Hz. On constate qu'entre la bande basse fréquence (1-20 MHz), comprenant les bandes radio AM ainsi que les bandes de fréquences dédié aux radioamateurs, et la bande FM (88-110 MHz), on ne trouve que très peu d'émetteurs. La pollution radio entre 20 MHz et 88 MHz est extrêmement réduite, faisant de l'Observatoire de Nançay un lieu de déploiement intéressant pour une expérience de radiodétection.

Toutefois, il existe certains phénomènes radio contre lesquels même une politique locale de non-prolifération des émetteurs n'est pas efficace. Ainsi, pour les fréquences inférieures à 10 MHz, une couche particulière de l'atmosphère, l'ionosphère, possède la capacité de réfléchir les ondes radio et de permettre ainsi leur propagation sur de longues distances. Cette propriété est très appréciable pour les télécommunications : c'est par exemple grâce à l'ionosphère que Marconi put en 1939, effectuer la première transmission radio transatlantique. Toutefois, dans le cadre d'expériences de radioastronomie ou de radiodétection, elle devient problématique en termes de qualité de ciel puisque les antennes sont alors sensibles à des ondes dont l'émetteur peut se situer à plusieurs milliers de kilomètres, voire de l'autre côté de la Terre !

La capacité réfléchissante de l'ionosphère dépend principalement de sa température. En effet, une des trois couches principales composant l'ionosphère, la couche D, apparaît dès le lever du Soleil et disparaît dès son coucher. Cette couche est particulièrement absorbante pour les ondes radio de basse fréquences. Ce phénomène est visible sur la Figure 39. Bien qu'il existe une zone comprise entre 4 et 10 MHz pour laquelle la présence d'émetteurs est très réduite de jour, l'utilisation de cette bande dans le cadre d'une expérience de radiodétection est extrêmement délicate. On préférera donc, dans l'expérience CODALEMA, utiliser un domaine de fréquence situé au-delà de 24 MHz.

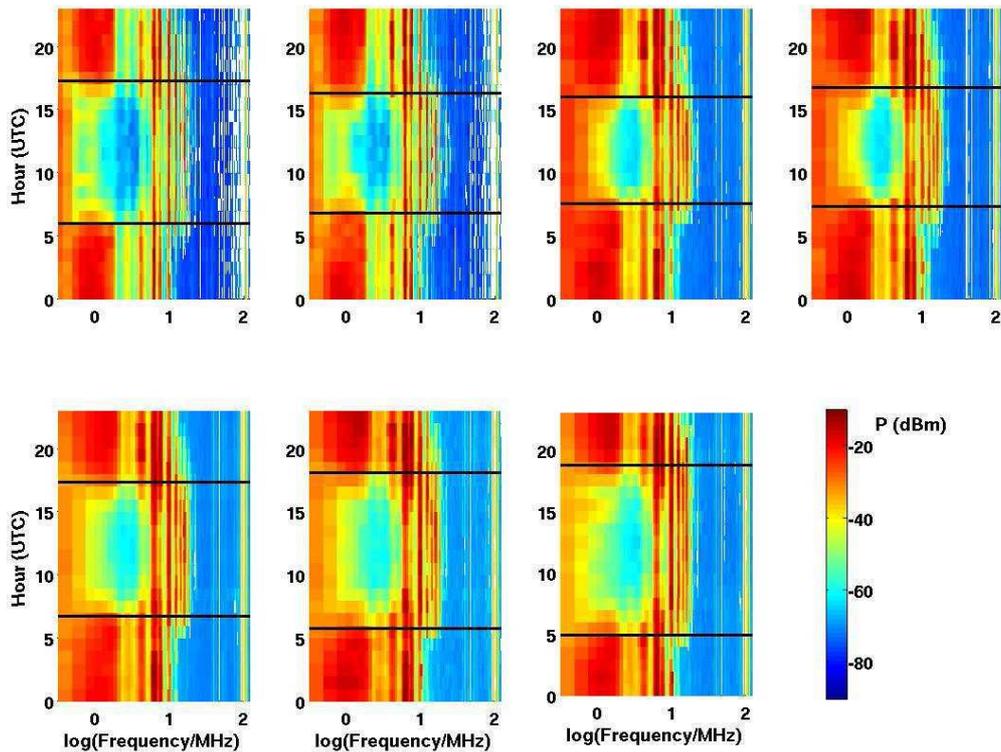


Figure 39- Variations ionosphériques du spectre en fréquence (en dBm) à Nançay en fonction de l'heure UTC. Chaque spectre correspond à une moyenne de 1600 évènements effectué pour différents mois (d'octobre en haut à gauche à avril en bas à droite). Les heures de coucher et lever du soleil sont indiqués par les lignes noires.

Plus spécifique au site de l'Observatoire, la présence, à une quinzaine de kilomètres de Nançay, de l'émetteur AM France-Inter à 162 kHz est lui-aussi problématique. Pour assurer sa propagation sur de longues distances, la puissance transmise par cet émetteur est très importante, de l'ordre de 2 MW. Le signal RF est donc très important à Nançay, ce qui a pour conséquence de saturer les instruments de mesure si on ne s'en préserve pas. Pour cette raison, il est nécessaire d'utiliser un filtre physique passe-haut de fréquence de coupure 1 MHz afin de rejeter le signal RF de l'émetteur France Inter.

L'Observatoire dispose d'un second atout majeur : le réseau décimétrique (DAM). Ce détecteur dédié à l'observation du Soleil et de Jupiter est en effet composé de 144 antennes spirales log-périodiques.



Figure 40- Antennes log-périodiques du DAM

Ces antennes imposantes (~6 mètres de hauteur) sont des détecteurs très sensibles dans la bande 1-100 MHz. Construites spécialement dans les années 1970 pour l'Observatoire de Nançay, ces antennes ont été le détecteur de base de la première configuration de l'expérience CODALEMA. Comme nous le verrons, les antennes log-périodiques seront par la suite progressivement remplacées par des antennes dédiées à la radiodétection avec des caractéristiques différentes.

## **II. Configuration originale de l'expérience CODALEMA**

### **1. Description du setup**

Le premier objectif de l'expérience CODALEMA a été de prouver la possibilité de la radiodétection de gerbes atmosphériques en utilisant les antennes log-périodiques empruntées au réseau décimétrique de l'Observatoire de Nançay.

Dans un premier temps, l'expérience n'a utilisé que les quatre antennes situées dans les coins du carré délimitant le réseau décimétrique. Un trigger composé de quatre détecteurs de particules positionnés a été déployé à proximité des ces antennes, l'acquisition des événements étant installé dans la casemate d'acquisition du réseau décimétrique. Devant les résultats prometteurs obtenus par cette première configuration, l'expérience CODALEMA a subi une première évolution :

- installation d'une casemate d'acquisition indépendante situé dans un container (afin de réduire les bruits radio parasites) installé quelques mètres au Sud du réseau décimétrique
- déploiement d'une antenne log-périodique distante d'un kilomètre du carré d'antennes initial afin d'étudier plus précisément la propagation du champ électrique induit

La casemate d'acquisition contient tout l'équipement d'acquisition nécessaire au bon fonctionnement de l'expérience. Chaque antenne et chaque détecteur de particule y sont câblés directement. Aujourd'hui encore et malgré les changements radicaux qu'ont connu l'expérience, cette casemate reste le centre de fonctionnement de CODALEMA.

La configuration finale de cette première phase de l'expérience CODALEMA, présentée Figure 41, a été atteinte suite au déploiement d'une ligne de 600 mètres orientée dans la direction Est-Ouest et composée de 7 antennes log-périodiques séparées d'un pas compris entre 87 mètres et 130 mètres.

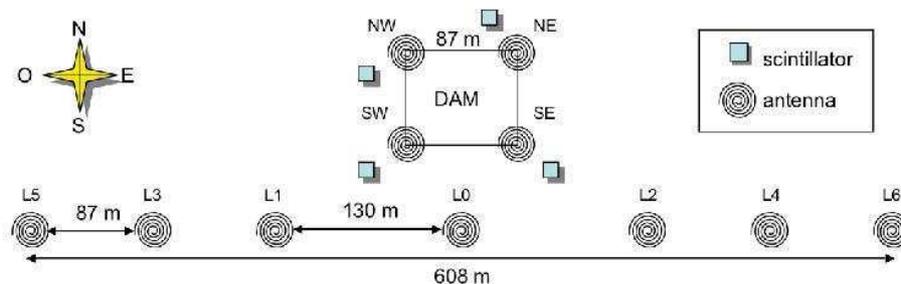


Figure 41- Configuration finale de la première phase de l'expérience CODALEMA

## a. Antennes log-périodiques

Les antennes log-périodiques sont des antennes passives, c'est-à-dire sans alimentation électrique, composées de deux brins de cuivre de 60 mètres de longueur enroulées autour d'un mât de 7 mètres inclinés de  $27^\circ$  (Figure 40). Le passage d'un champ électrique entraîne la propagation d'un signal sur les brins de l'antenne jusqu'à un amplificateur large bande de gain constant en fréquence de 35 dB, qui renvoie par câble le signal amplifié jusqu'à la casemate d'acquisition.

Le diagramme de rayonnement de ces antennes, présenté Figure 42, montre le gain des antennes en dBi (ou dB over Isotropic, c'est-à-dire le gain par rapport à une antenne idéale qui rayonnerait la même puissance sur tout l'espace) en fonction de la direction. Le gain maximal est de 7 dBi dans la direction Sud correspondant à la direction du mât. Le lobe principal à -3 dB du diagramme de rayonnement s'étend sur  $45^\circ$  de demi-angle autour de la position du gain maximum.

Ces antennes fonctionnent sur une large bande de fréquence avec un gain constant, et sont adaptés à une bande comprise entre 1 MHz jusqu'à plus de 100 MHz, ce qui rend le dispositif particulièrement adapté à la radiodétection de gerbes atmosphériques. Toutefois, cette

capacité large bande n'est pas utilisée à son maximum car, expérimentalement, il était nécessaire d'utiliser deux filtres analogiques en fréquence :

- un filtre passe-haut à 500 MHz afin de réduire l'influence de l'émetteur France Inter
- un filtre passe-bande 24-82 MHz pour travailler dans une bande sans émetteurs, ces derniers pouvant être à l'origine de saturation du signal due à une dynamique d'acquisition trop faible

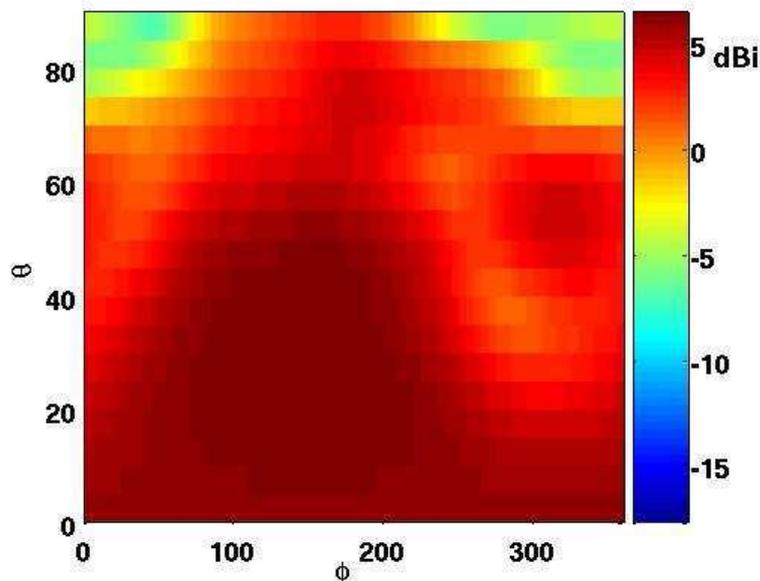


Figure 42- Gain (en dBi) en fonction de la direction d'arrivée d'une antenne log-périodique

La structure des antennes log-périodiques rend ces détecteurs sensibles à la polarisation circulaire du champ électrique, c'est-à-dire sensibles à la composante horizontale du champ. De même, il est probable, vu la hauteur du mât (~7 mètres), qu'une partie de la composante verticale du champ électrique soit elle aussi mesurée. Les antennes log-périodiques sont encore aujourd'hui des détecteurs difficilement simulables (contrairement à une antenne mesurant une polarisation linéaire par exemple), et la proportion exacte de champ mesuré dans chaque polarisation reste incertaine.

## b. Trigger scintillateurs LAL

Le réseau de détecteurs de particules était composé de quatre scintillateurs, fournis par le LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire). Ces détecteurs étaient composés de 2 plaques superposées de plastique de 2,3 m<sup>2</sup> pour une épaisseur de 2 cm. La lumière émise par le passage d'une particule est mesurée par un photomultiplicateur placé au centre de chacune des deux plaques. Chaque station possède ainsi un premier test de coïncidence interne, les deux photomultiplicateurs devant mesurer un signal en coïncidence dans une fenêtre de 60 ns. L'acquisition de l'expérience CODALEMA est déclenchée quand les quatre détecteurs de particules mesurent un signal en coïncidence dans une fenêtre de 600 ns. Le taux de trigger du dispositif est de 1,1 événement par minute.

Avec ce dispositif, la reconstruction de la direction d'arrivée du front de particules de la gerbe était possible en utilisant la méthode de triangulation qui sera présentée dans le paragraphe IV. Toutefois, une estimation des autres paramètres physiques de la gerbe comme la position du cœur de gerbe ou l'énergie de la particule primaire était impossible à obtenir car d'une part la charge mesurée était inutilisable en terme de nombre de particules mesuré (non-linéarité importante des amplificateurs des stations), et d'autre part parce qu'un réseau de taille aussi réduite ne permet pas d'établir la centralité de la gerbe détectée. L'estimation du seuil en énergie du réseau de scintillateurs était toutefois possible en déterminant le flux intégré de gerbes atmosphériques mesurées, donné par :

$$F = \frac{1}{A \cdot \Delta t}$$

avec  $\Delta t$  le temps entre deux mesures successives (soit 54 secondes pour un taux de déclenchement de 1,1 événement par minute) et  $A$  l'acceptance intégrée du trigger. On définit cette dernière comme l'intégrale de la surface de détection du réseau de scintillateur sur l'angle solide couvert par le détecteur, et vaut, dans le cas étudié ici,  $16500 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ . Le flux intégré mesuré par le trigger est donc de  $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ , et est compatible avec une énergie seuil de détection de  $\sim 1,6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ .

Dans le cadre des objectifs fixés pour la première configuration de l'expérience CODALEMA, à savoir la mise en évidence de champs radioélectriques induits par une gerbe atmosphérique, les capacités du réseau de scintillateurs étaient suffisantes. Pour une étude plus poussée des relations entre champ électrique et paramètres physiques de la gerbe, il a été nécessaire d'utiliser un réseau de détecteurs de particules plus efficace, ce qui, comme nous le verrons par la suite, sera le cas dans la configuration actuelle de CODALEMA.

### c. Acquisition

La numérisation des signaux antennes était effectuée par des oscilloscopes Lecroy équipés d'ADC (Analogic Digital Converter) 8 bits à une fréquence d'échantillonnage de 500 MHz. Le nombre de points enregistrés était de 5000, pour une durée totale du signal numérisé de 10  $\mu\text{s}$ .

Les signaux enregistrés par les deux voies de chaque oscilloscope étaient enregistrés grâce à un logiciel d'acquisition développé sous LabView, et transférés au laboratoire Subatech pour le traitement des données.

## 2. Résultats obtenus et conclusions

A l'issue des mesures effectuées par cette première configuration de l'expérience CODALEMA sur seulement une centaine de jours de fonctionnement effectif, 111 gerbes atmosphériques ont été radiodétectées. L'objectif principal de l'expérience CODALEMA a donc été atteint, avec la preuve irréfutable de la faisabilité de la détection du champ radioélectrique induit (ces résultats ont été publiés en 2005 (48)). La spécificité de CODALEMA d'utiliser indépendamment un réseau d'antennes et un réseau de détecteurs de particules a permis de présenter, sur la Figure 43, les résultats obtenus sous la forme d'une

carte du ciel montrant les directions d'arrivée reconstruites par les détecteurs radio (croix bleues) et par les scintillateurs (ronds rouges). Il est important de noter que CODALEMA est actuellement la seule expérience de radiodétection capable de reconstruire la direction d'arrivée du front d'onde indépendamment de son trigger.

De nombreuses informations, que ce soit d'ordre purement technique ou expérimental, et d'ordre physique sur la connaissance du champ électrique induit, ont pu être obtenues grâce à cette première configuration. L'ensemble de ces résultats est présenté dans la thèse d'Arnaud Bellétoile, et nous allons rappeler seulement deux résultats majeurs dont les conséquences ont été importantes dans l'élaboration de la seconde et actuelle configuration de CODALEMA : l'estimation du seuil en énergie de détection radio et la première étude sur les profils longitudinaux de distribution du champ électrique induit.

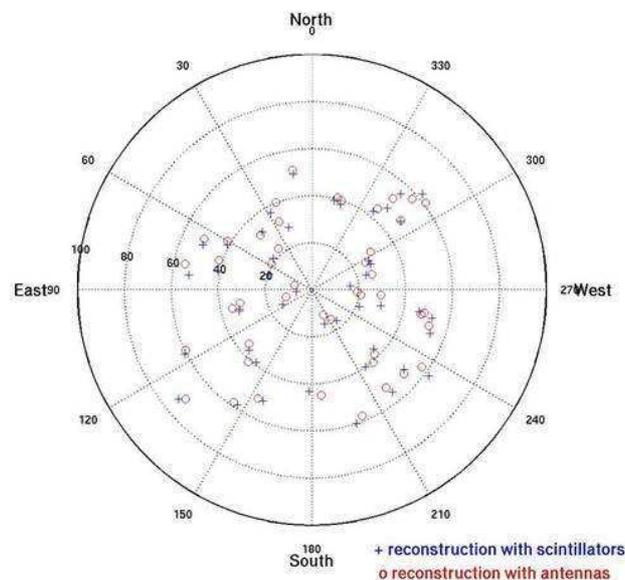


Figure 43- Distribution des évènements radiodétectés avec la première configuration de l'expérience CODALEMA

### a. Estimation du seuil radio en énergie

L'absence d'estimation de l'énergie de la particule primaire par le réseau de scintillateurs rendait impossible toute étude précise sur l'efficacité de détection radio en fonction de l'énergie. Toutefois, comme pour le réseau de scintillateurs, une estimation du seuil en énergie du réseau d'antennes est possible en utilisant le flux intégré de gerbes atmosphériques radiodétectées.

Sur l'intégralité du temps de fonctionnement de CODALEMA, 160 545 gerbes de particules ont été détectés par le réseau de scintillateurs, et 111 de ces cascades de particules ont été radiodétectées. Le taux de détection radio de CODALEMA était donc de l'ordre de 1,1 événement par jour. L'acceptance d'un réseau d'antennes dépend, comme celle de scintillateurs, de la couverture en angle solide du ciel. Toutefois, dans le cas des antennes, cette couverture du ciel est liée à la directivité du détecteur, c'est-à-dire du gain en fonction de la direction d'arrivée du champ électrique détecté. La connaissance précise de la directivité nécessite une étude complexe et délicate qui n'a pas été menée. Toutefois, l'acceptance du réseau d'antennes est fortement liée à celle du trigger de l'expérience. En première

approximation, il a été admis que les deux acceptances étaient identiques. Le flux intégré mesuré par les antennes du réseau CODALEMA est alors compatible avec une énergie seuil de  $5.10^{16}$  eV.

Cette première approximation est remarquablement proche non seulement du seuil de détection radio estimée par les premières expériences de radiodétection, mais aussi, comme nous allons le voir par la suite, de l'efficacité de détection radio obtenu avec la seconde configuration de l'expérience CODALEMA.

## b. Premiers profils latéraux de distribution du champ électrique

Grâce à son réseau d'antennes étendu et à l'identification, antenne par antenne, des impulsions, CODALEMA est la première expérience de radiodétection à pouvoir étudier, événement par événement, le profil longitudinal du champ radioélectrique induit par une gerbe atmosphérique.

Le profil longitudinal représente la distribution latérale du champ électrique induit en fonction de la distance à l'axe de la gerbe de particules. Il a été paramétrisé dans les années 1970 par Allan par la relation, présentée au Chapitre 2. Cette paramétrisation prédit une dépendance exponentielle du champ E en fonction de la distance à l'axe d, selon la relation :

$$E(d) = E_0 \cdot e^{\frac{-d}{d_0}}$$

avec  $E_0$  et  $d_0$  les paramètres du profil.

Nous reviendrons en détail dans le Chapitre 5 sur les profils longitudinaux de champ électrique. Toutefois, il est nécessaire de préciser que la distance à l'axe de la gerbe de chaque antenne dépend de la direction d'arrivée du front de particules, mais aussi de la position du cœur de gerbe au sol ( $x_0, y_0$ ). Cette information n'étant pas connue dans la première configuration de CODALEMA, l'ajustement des profils longitudinaux est effectué avec 4 paramètres libres :  $E_0, d_0, x_0$  et  $y_0$ , ce qui suppose des événements radiodéTECTÉS avec une multiplicité d'au moins 5 antennes. De plus, la configuration spatiale de la première configuration de CODALEMA (une ligne orientée Est-Ouest de 7 antennes, et 4 antennes en carré autour du réseau décimétrique) est responsable d'une grande incertitude sur la position du cœur de gerbe sur l'axe Nord-Sud, rendant l'ajustement difficile. Pour ces raisons, les profils longitudinaux de seulement 58 événements radiodéTECTÉS ont pu être étudiés, dont 4 exemples sont présentés Figure 44.

Ce résultat est d'une importance capitale pour la radiodétection. En effet, le paramètre  $E_0$ , issu des profils longitudinaux de champ électrique induit, est une observable radio directement corrélée à l'énergie de la particule primaire. La mesure de profils longitudinaux par la première configuration de CODALEMA est un premier pas vers une technique de radiodétection efficace, à la fois complémentaire et indépendante des techniques de détection des rayons cosmiques par réseaux de surface ou par fluorescence.

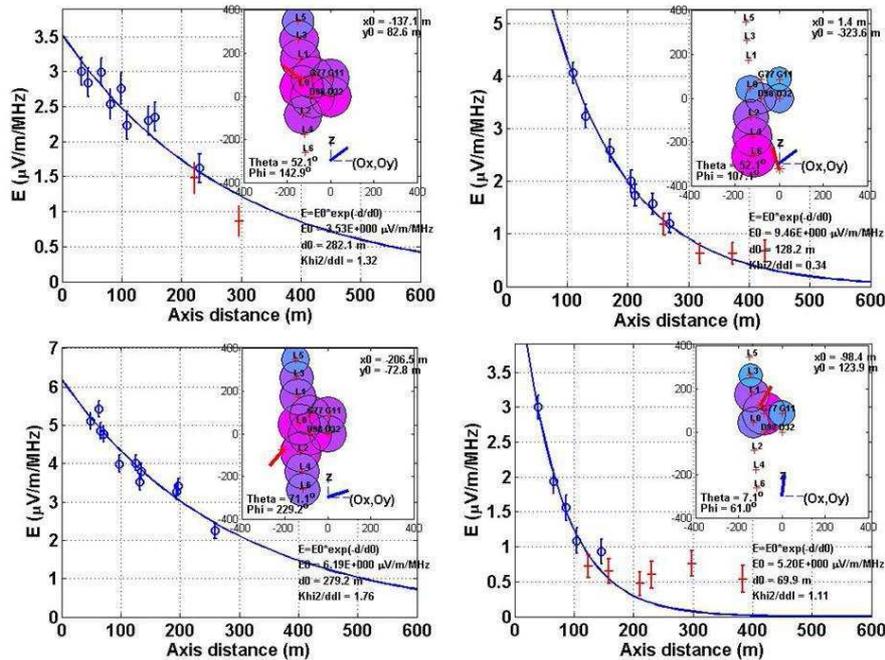


Figure 44- Exemples de profils longitudinaux mesurés par la première configuration de CODALEMA. Les points représentent le champ mesuré par les antennes touchées par une impulsion, les croix rouges par les antennes n'ayant pas été taggées. La topologie du champ électrique sur le réseau d'antennes est présentée pour chaque évènement.

### c. Répercussions sur l'évolution de l'expérience CODALEMA

Malgré des résultats extrêmement prometteurs, la première configuration de l'expérience CODALEMA a montré des limites expérimentales empêchant une caractérisation précise du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique. Ces limites sont principalement:

- Le réseau de scintillateurs était suffisant en tant que trigger pour reconstruire la direction d'arrivée et sélectionner les évènements radiodéTECTÉS. Par contre, pour une caractérisation précise du signal électrique induit, il était donc nécessaire de connaître des informations relatives à la gerbe de particules comme l'énergie de la particule primaire et la position du pied de gerbe.
- La configuration spatiale de l'expérience, principalement l'utilisation d'une seule ligne d'antennes orientée Est-Ouest, ne permettait pas une estimation correcte de la position du cœur de gerbe dans les ajustements de profils longitudinaux. Malheureusement, le nombre d'antennes log-périodiques disponible pour CODALEMA étant limité, une modification du positionnement des antennes de la cadre de la première configuration était impossible. Une nouvelle antenne dédiée à la radiodétection et capable d'être déployée facilement était donc nécessaire.

L'évolution de l'expérience CODALEMA vers un dispositif capable d'étudier le signal électrique induit plus précisément a nécessité deux changements majeurs sur le trigger et les antennes. Seules les infrastructures de la première configuration (câblage, casemate d'acquisition) ont donc été conservées.

# III. Nouvelle configuration de l'expérience CODALEMA

## 1. Le détecteur radio : antenne dipôle active

### a. Contraintes sur le développement de la nouvelle antenne

La décision de faire évoluer l'expérience CODALEMA en étendant le champ d'antenne (en taille et en nombre d'antenne) implique une conséquence radicale : la nécessité de changer de détecteur radio. En effet, malgré leurs excellentes caractéristiques techniques et les résultats obtenus lors de la première phase de mesures, les antennes log-périodiques, de part leur taille imposante (plus de 6 mètres) et leur coût de fabrication, ne sont absolument pas adaptés dans le cadre de la création d'un réseau d'antennes étendu. Le service électronique de Subatech a donc eu comme objectif de développer une antenne de taille réduite et de prix de fabrication faible comparés aux log-périodiques, mais avec des performances expérimentales comparables !

Rappelons rapidement ces contraintes. L'approche expérimentale de l'expérience CODALEMA est de détecter le champ électromagnétique induite par le passage d'une gerbe atmosphérique, ce champ étant mesurable sur la forme d'une impulsion dont la largeur et l'amplitude varient selon la distance entre le détecteur et la gerbe. Pour reconstruire de façon optimale une telle impulsion, il est nécessaire de disposer d'un détecteur possédant la plus grande bande passante en fréquence possible (au moins 0-100 MHz). De plus, ces impulsions ont une amplitude très faible (de l'ordre de quelques centaines de microvolts) et doivent être détectées dans un environnement radio bruité, notamment dans la bande 0-20 MHz et la bande FM 88-110 MHz (cf. Figure 38), ce qui nécessite un détecteur avec une bonne dynamique (à cause de la puissance des émetteurs) et un bon rapport signal/bruit (à cause de la faible amplitude des impulsions cherchées). Enfin, le détecteur doit couvrir la plus grande partie du ciel possible, c'est-à-dire que l'antenne soit la moins directive possible.

Nous avons donc dû développer une antenne avec une large bande passante et une bonne sensibilité. Pour répondre à ces attentes techniques, le laboratoire Subatech a développé une antenne dipolaire active, présentée sur la Figure 45. Cette antenne peut être décomposée en deux parties distinctes :

- un radiateur d'antenne de forme dipolaire et de principe simple, de taille réduite et de prix de fabrication faible
- un préamplificateur placé au plus près de l'antenne, garantissant à l'ensemble le respect des contraintes expérimentales (grande bande passante, bonne sensibilité).



Figure 45- Antenne dipolaire active CODALEMA développée au laboratoire SUBATECH

Toute antenne peut être schématisée comme étant une source de tension mise en série avec une impédance d'antenne  $Z_a$  dépendante de la fréquence telle que :

$$Z_a(f) = R(f) + j.X(f)$$

avec  $R$  la résistance (mise en série de la résistance de rayonnement  $R_{rad}$  et de la résistance ohmique réelle de l'antenne) et  $X$  la réactance du circuit (mise en série d'une inductance d'antenne  $L_a$  et d'une capacité d'antenne  $C_a$  pour un modèle simplifié).  $R$  est une fonction croissante de  $f$ , tandis que  $X$  est capacitif aux basses fréquences puis devient successivement inductif, puis capacitif.

La fréquence pour laquelle l'impédance d'antenne  $Z_a$  est purement résistive (c'est-à-dire pour  $X(f)=0$ ) est appelée fréquence de résonance  $f_0$ . La largeur de la résonance autour de  $f_0$  est définie par le facteur de qualité  $Q$  :

$$Q = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_{rad}} \cdot \sqrt{\frac{L_a}{C_a}}$$

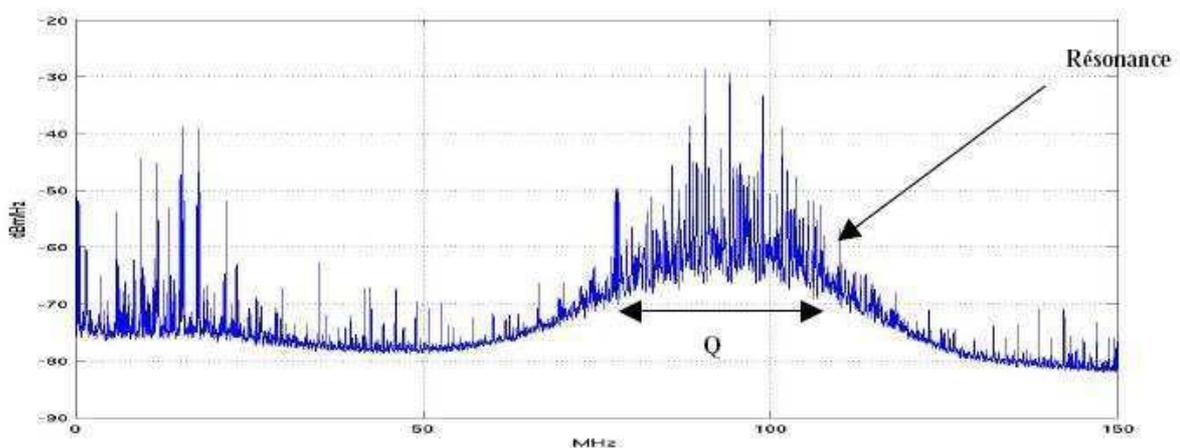


Figure 46- Spectre en fréquence montrant le phénomène de résonance pour une antenne dipolaire prototype de 2 mètres sans amplificateur

La Figure 46 montre le spectre obtenu pour une antenne dipôle prototype de 2 mètres résonante à la fréquence de 95 MHz.

Pour une antenne accordée (c'est-à-dire travaillant dans une très faible bande de fréquence autour de la fréquence de résonance), il suffit d'adapter l'impédance d'entrée du préamplificateur à l'impédance d'antenne  $Z_a(f_0)$  pour obtenir un transfert total de puissance. On obtient ainsi une antenne avec une très bonne efficacité dans une bande passante étroite.

Si par contre, nous voulons travailler dans une bande de fréquence plus étendue, nous allons alors constater qu'à mesure que nous nous éloignons de la fréquence  $f_0$ , l'impédance d'antenne  $Z_a(f)$  va se modifier et ne sera donc plus accordée à l'impédance d'entrée du préamplificateur. La puissance transmise est alors réduite : il y a une perte d'efficacité.

Pour résoudre ce problème, il suffit de s'intéresser non pas au transfert de puissance, mais au transfert de tension. En effet,  $R_{rad}(f)$  décroît avec la fréquence. Pour les fréquences inférieures à  $f_0/5$ , on peut considérer que l'impédance d'antenne  $Z_a$  est purement capacitive. Si l'impédance d'entrée du préamplificateur est elle aussi purement capacitive, le circuit devient équivalent à un diviseur de tension capacitif (cf. Figure 47): la relation entre la tension d'entrée d'antenne et la tension obtenue en sortie de préamplificateur devient indépendante de la fréquence.

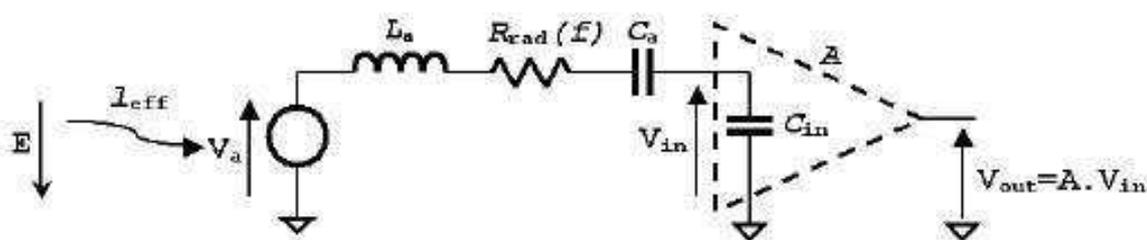


Figure 47- Schéma électrique équivalent de l'antenne active

L'antenne active est donc un mesureur de tension capable de fonctionner sur toute la bande de fréquence inférieure à  $f_0$ .

## b. Fonctionnement et caractéristiques intrinsèques

### i. Dimensionnement de l'antenne

Pour une antenne dipolaire demi-onde, la fréquence de résonance dépend uniquement de la longueur selon la relation :

$$f_0 = \frac{c}{2 \cdot L}$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $L$  la longueur du dipôle.

De plus, la sensibilité de l'antenne (c'est-à-dire le rapport entre la tension en sortie d'antenne et le champ électrique en entrée d'antenne) est aussi dépendante de sa longueur. Donc plus une antenne sera longue, plus sa sensibilité sera élevée et plus sa fréquence de résonance sera basse.

Le concept d'antenne active n'étant efficace que pour les fréquences inférieures à la fréquence de résonance  $f_0$ , il est donc nécessaire de faire un compromis entre la sensibilité de notre antenne et la bande passante utilisable.

Historiquement, la bande de fréquence majoritairement utilisée dans le cadre de l'expérience CODALEMA est la bande 37-70 MHz. Il a donc été décidé de placer la fréquence de notre antenne légèrement au-dessus de la bande FM afin de s'assurer d'une réponse en fréquence de l'antenne relativement plate dans notre bande de détection tout en conservant une bonne sensibilité. Le dipôle actif a donc une longueur de 1.2 mètres, ce qui situe sa fréquence de résonance à 125 MHz.

Comme le montre la Figure 47, plus la capacité d'antenne sera grande, moins la division de tension sera petite, autrement dit, la tension en entrée du préamplificateur sera d'autant plus grande que la capacité d'antenne est grande. Le moyen le plus simple d'augmenter la capacité d'antenne sans modifier la fréquence de résonance est tout simplement d'augmenter la surface de l'antenne. La longueur étant fixée à 1,2 mètre, il faut donc augmenter la largeur de l'antenne. Pour notre dipôle actif, la largeur est de 9 cm, la capacité d'antenne mesurée expérimentalement avec un analyseur de réseau est de 10 pF à 10 MHz. De plus, une augmentation de la capacité d'antenne permet de réduire la largeur de la résonance, et donc de s'assurer d'une réponse plate du détecteur sur une plus grande bande de fréquences.

## ii. Gain et directivité

L'une des caractéristiques les plus importantes d'une antenne est son diagramme de rayonnement, ou lobe, c'est-à-dire la puissance rayonnée dans les différentes directions de l'espace. Dans le cadre d'une expérience de radiodétection, ce sont les performances d'une antenne en réception qui sont importantes. Il existe, dans la théorie des antennes, un principe de réciprocité qui énonce que le comportement en émission d'une antenne est identique à son comportement en réception. Le diagramme de rayonnement d'une antenne est donc aussi représentatif de sa capacité à mesurer une onde, de son gain, en fonction de la direction d'arrivée.

On définit comme antenne référence une source isotrope, c'est-à-dire une antenne idéale qui rayonne la même puissance  $P_{iso}$  dans toutes les directions de l'espace. On définit alors le gain  $G$  d'une antenne dans une direction  $(\theta, \varphi)$  par la relation :

$$G(\theta, \varphi) = 10 \cdot \log \left( \frac{P(\theta, \varphi)}{P_{iso}} \right)$$

avec  $P(\theta, \varphi)$  la puissance rayonnée par l'antenne dans cette direction particulière. Le gain est défini en dBi, pour dB over Isotropic. La directivité, ou ouverture angulaire, est définie par l'angle pour lequel la puissance rayonnée est au moins supérieure à deux fois la puissance maximale rayonnée par l'antenne. Une antenne très directive, comme par exemple une antenne parabolique, a une ouverture angulaire très faible : toute la puissance transmise ou reçue par l'antenne est collimatée dans une direction particulière de l'espace. Pour un expérience de radiodétection comme CODALEMA, il est impératif que l'antenne utilisée soit sensible à la plus grande ouverture de ciel possible, et par conséquent, doit donc être la moins directive possible, ce qui est le cas d'une antenne dipolaire.

Pour connaître le diagramme de rayonnement d'une antenne dipolaire des dimensions de celle construite pour l'expérience CODALEMA, on utilise un logiciel de simulation d'antennes

appelé EZNEC, basé sur le moteur NEC-4 (Numerical Electromagnetics Code) utilisant la méthode des moments pour déterminer la distribution de courant sur l'antenne modélisée (49)). La Figure 48 présente les gains, normalisés par rapport à une antenne isotrope, d'une antenne dipolaire type CODALEMA en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  dans les plans E (parallèle à l'antenne) et H (perpendiculaire à l'antenne) pour différentes fréquences, 1 MHz, 30 MHz et 70 MHz. On constate que la directivité de l'antenne dipolaire est relativement faible, avec une ouverture angulaire de  $30^\circ$  autour du gain maximal de l'antenne situé à la verticale, et que le lobe se déforme à mesure que la fréquence augmente. Au-delà de 100 MHz, des lobes secondaires apparaissent dans le diagramme de rayonnement, signant l'apparition de zones d'ombres à faible gain rendant l'antenne difficilement utilisable dans le cadre de la radiodétection.

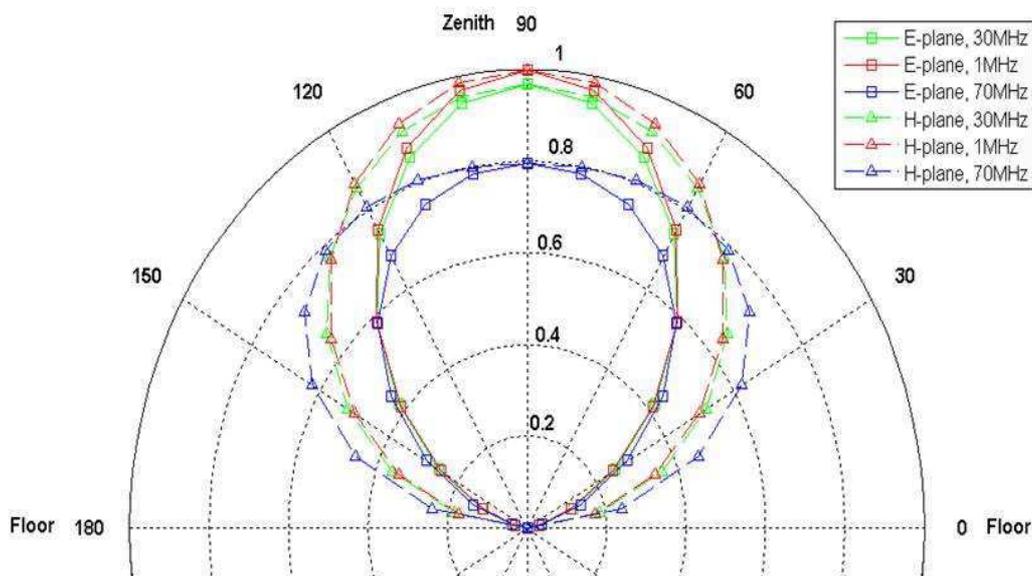


Figure 48- Gain normalisé de l'antenne dipolaire CODALEMA simulé par EZNEC dans les plans E et H pour 3 fréquences: 1 MHz, 30 MHz et 70 MHz

Les gains mesurés ici prendront toutes leurs importances dans le Chapitre 5 dans le cadre de l'étude d'une corrélation en énergie entre les signaux radio et l'énergie de la gerbe atmosphérique. En effet, le gain de l'antenne étant différent en fonction de la direction d'arrivée, il est nécessaire de tenir compte de cet effet avant de comparer les champs mesurés événement par événement.

### iii. Réponse en fréquence de l'antenne

Comme nous l'avons vu, l'utilisation d'une antenne dipolaire active permet d'obtenir une réponse en fréquence plate pour les fréquences inférieures à  $f_0$  grâce à une impédance d'entrée de préamplificateur purement capacitive. Dans les faits, l'impédance d'antenne n'étant considérée comme purement capacitive que pour des fréquences inférieures à  $f_0/5$ , la réponse de l'antenne en champ libre n'est réellement plate que pour ces fréquences : au-delà de  $f_0/5$ , elle va augmenter régulièrement jusqu'à atteindre son maximum à la fréquence de  $f_0$ . Dans le cadre de l'expérience CODALEMA, il est indispensable de corriger le spectre en fréquence

des événements détectés par la réponse en fréquence de l'antenne, et donc de connaître cette réponse parfaitement.

Pour cela, nous allons nous intéresser à la fonction de transfert entre la tension de sortie du préamplificateur  $V_{out}$  et le champ électrique mesuré  $E$ . D'après la Figure 47, la relation entre ces deux variables :

$$\frac{V_{out}}{E} = l_{eff} \cdot \frac{V_{out}}{V_a} = \frac{c}{f} \cdot \sqrt{\frac{R_{rad}(f) \cdot G(\theta, \varphi, f)}{120 \cdot \pi^2}} \cdot \frac{A}{1 + j \cdot 2\pi \cdot Z_a(f) \cdot C_{in} \cdot f}$$

où  $l_{eff}$  est la longueur effective de l'antenne (explications à mettre sur la longueur effective, en annexe ?),  $G(\theta, \varphi, f)$  le gain en fonction de la direction d'arrivée du champ électrique mesuré et  $A$  le gain du préamplificateur.

Pour les fréquences inférieures à  $f_0/5$ , on peut considérer l'antenne comme un dipôle de longueur infini, la résistance de radiation  $R_{rad}$  devient égale à :

$$R_{rad} = 197 \cdot \left(\frac{L \cdot f}{c}\right)^2$$

avec  $L$  la longueur réelle de l'antenne. De plus, l'impédance d'antenne  $Z_a$  devient purement capacitive, et donc égale à  $C_a$ . La fonction de transfert peut donc se simplifier :

$$\frac{V_{out}}{E} \approx \frac{L}{\sqrt{6}} \cdot \sqrt{G(\theta, \varphi)} \cdot \frac{A}{1 + \frac{C_{in}}{C_a}}$$

Dans le cas d'une antenne en champ libre, la fonction de transfert est effectivement indépendante de la fréquence du champ électrique mesuré.

Au-delà de  $f_0/5$ , il est nécessaire de calculer la fonction de transfert pour chaque fréquence, ce qui suppose que nous connaissions les valeurs de la seule inconnue de l'équation (pas encore numéroté) : l'impédance d'antenne  $Z_a$ .

Pour cela, nous sommes obligés d'avoir recours à des simulations : en modélisant l'antenne dipole dans un programme de simulation dédié (en l'occurrence le logiciel EZNEC). Ces simulations ne peuvent évidemment pas retranscrire complètement la réalité physique, nous sommes donc contraints d'utiliser deux cas particuliers :

- le sol parfait (conductivité infinie)
- le champ libre

Les fonctions de transfert obtenues dans ces deux cas particuliers sont présentées sur la Figure 49 La réalité se situant entre ces 2 cas particuliers, une extrapolation de la fonction de transfert est nécessaire.

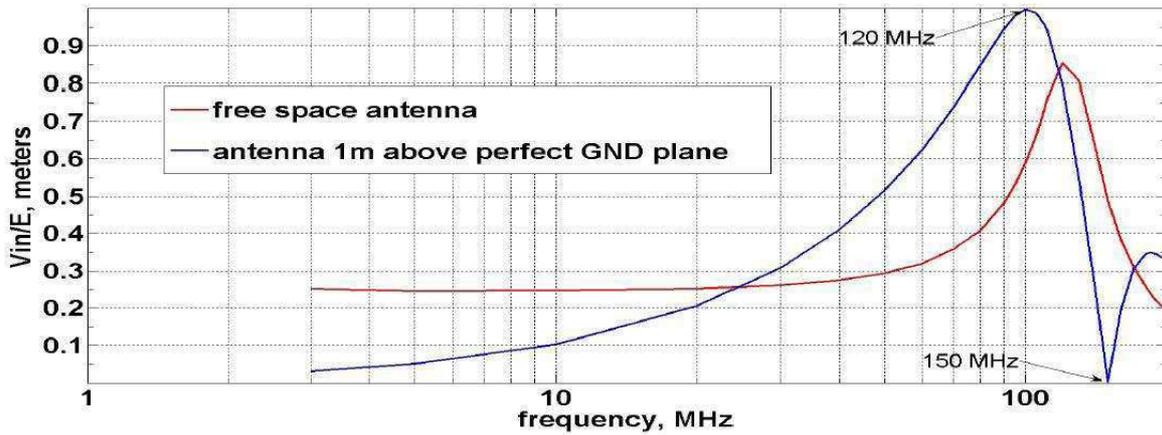


Figure 49- Fonctions de transfert entre tension mesuré et champ électrique en fonction de la fréquence, pour une antenne en champ libre (en rouge) et pour une antenne à un mètre d'un sol parfait

#### iv. Caractéristiques de l'amplificateur

Afin de répondre aux contraintes de développement de l'antenne sur le bruit et la bande passante tout en permettant un gain élevé, un préamplificateur dédié a été élaboré par Didier Charrier du laboratoire SUBATECH (50). Ce préamplificateur a été développé avec la technologie AMS BicMOS à 0,8  $\mu\text{m}$ , et dont les caractéristiques principales sont décrites sur le Tableau 1. L'ASIC (pour Application-Specific Integrated Circuit) est ensuite intégré sur un PCB (ou circuit intégré) placé en tête d'antenne. L'ensemble du circuit est présenté Figure 50.

Dynamique d'entrée maximale	24 mV
Consommation	0,25 W
Gain	30 dB
Bande passante à -3 dB	80 kHz à 230 MHz
Impédance d'entrée	10 pF
Bruit total d'entrée	19 $\mu\text{V}$

Tableau 1- Caractéristiques principales du préamplificateur des antennes dipolaires CODALEMA

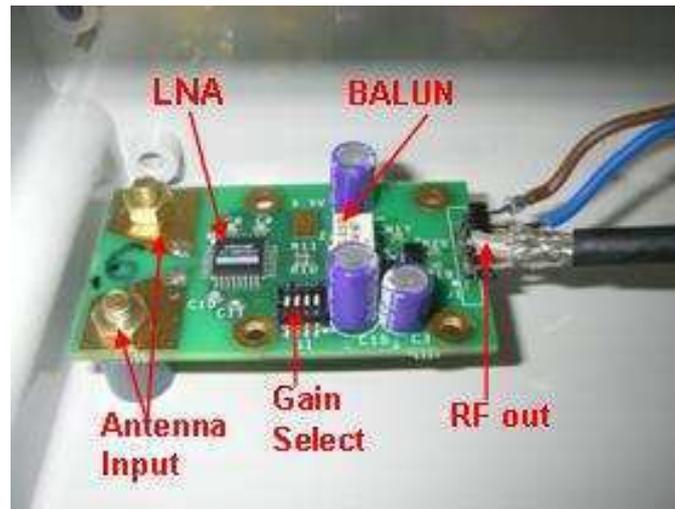


Figure 50- Préamplificateur (LNA pour Low Noise Amplifier) sur le PCB placé en tête d'antenne

### c. Sensibilité au bruit galactique

Le comportement de l'antenne dipolaire active CODALEMA est théoriquement bien connu, mais qu'en est-il de son comportement expérimental ? Un des points le plus important pour une expérience de radiodétection est de s'assurer que le détecteur est assez sensible pour mesurer le champ électrique par une gerbe atmosphérique. Une des façons de tester les capacités de l'antenne dipolaire est de s'assurer que le détecteur est sensible au bruit radio du ciel.

De nombreux objets astrophysiques dans le ciel, pour la plupart contenus dans le plan galactique, sont à l'origine d'émissions radio contribuant à la création d'un bruit de fond mesurable sur Terre. L'amplitude de ce bruit galactique mesuré par une antenne varie essentiellement en fonction de son lobe, c'est-à-dire de la partie effective du ciel vue par le détecteur, et du temps sidéral. On définit le temps sidéral (ou heure LST pour Local Sideral Time) comme une représentation du déplacement de la voûte céleste par rapport à un point de référence terrestre. Au bout d'un jour sidéral, soit 23h56m4s en heure terrestre, un objet astrophysique retrouva une position identique. Pour une antenne, les variations du bruit de fond galactique sur 24 heures LST seront donc identiques jour sidéral après jour sidéral, permettant ainsi son identification.

Pour caractériser le bruit de fond galactique sur l'antenne dipolaire CODALEMA, on convolve la carte de couverture du détecteur (dépendant de son lobe) dans le repère galactique avec la carte du ciel de l'émission radio galactique. Cette carte, présentée Figure 51, fournit les valeurs de l'émission galactique à 408 MHz, l'intensité du bruit de fond galactique pour une fréquence de 50 MHz compatible avec la bande de fréquence étudiée par CODALEMA est donc estimé en relatif.

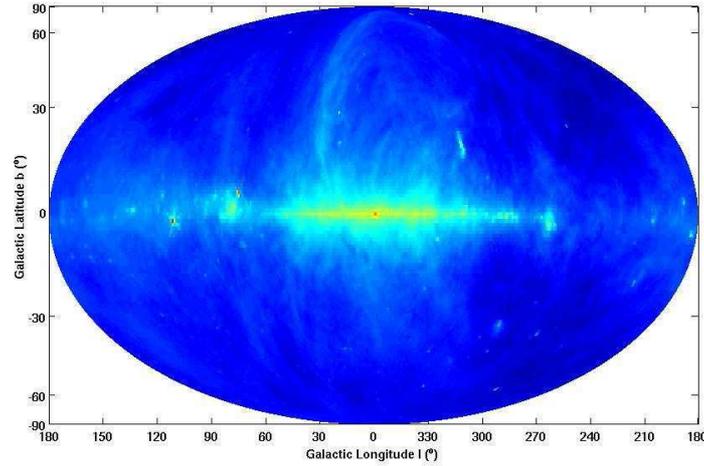


Figure 51- Emission radio galactique à 408 MHz dans le repère galactique (projection de Mollweide)

La convolution des deux cartes de couvertures permet d'estimer la puissance  $P_{gal}(t)$  du signal galactique reçu par une antenne dipolaire CODALEMA en fonction de l'heure LST. Le bruit de fond  $\sigma_b$  mesuré sur les antennes est défini comme étant l'écart-type de la tension mesurée  $V$ :

$$\sigma_b = \sqrt{\langle V^2 \rangle}$$

Le bruit de fond expérimental doit donc être proportionnel à  $\sqrt{P_{gal}(t)}$  en fonction de l'heure LST. En moyennant le bruit mesuré par les antennes sur une durée de 6 mois pour obtenir une statistique suffisante sur une journée sidérale (le taux de trigger n'étant que d'un événement toutes les 7 minutes), nous pouvons effectuer une comparaison avec le signal galactique. Le résultat obtenu, présenté Figure 53 pour l'antenne dipolaire NS3, montre clairement que l'antenne dipolaire CODALEMA est sensible au signal galactique. La divergence entre le bruit mesuré et le signal radio galactique entre 0 et 5 heures LST n'est pas à l'heure actuelle expliquée, l'hypothèse la plus probable étant que ces heures correspondent à une mesure du signal galactique à l'horizon, où le lobe de l'antenne est le plus faible. La capacité des antennes à mesurer le bruit galactique permet une calibration relative entre les antennes du réseau CODALEMA. Toutefois, le signal galactique à 50 MHz n'étant pas connu, une calibration absolue des antennes n'est pas possible.

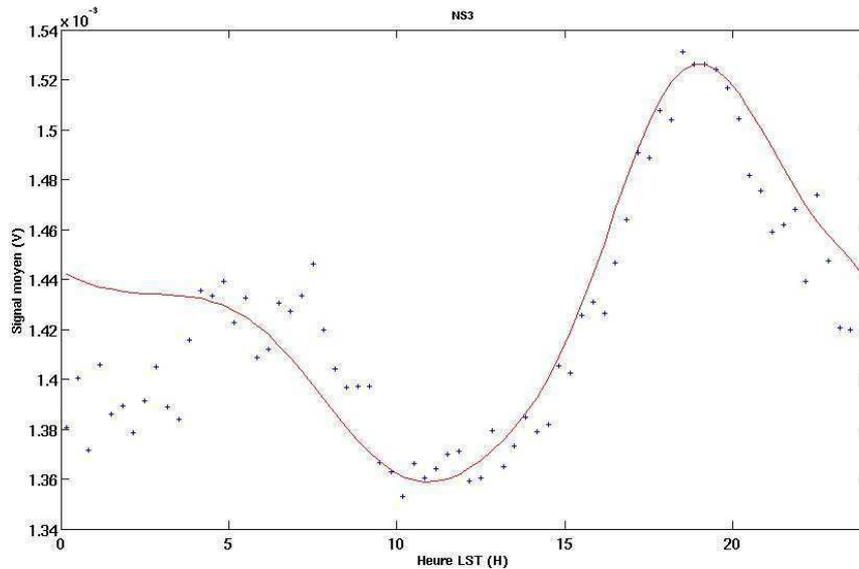


Figure 52- Bruit de fond mesuré sur l'antenne dipolaire NS3 en fonction de l'heure LST. La ligne rouge, correspondant au signal radio galactique attendu, est compatible avec le comportement observé

## 2. Trigger particule : le réseau de scintillateurs

### a. Fonctionnement et caractéristiques

Les stations de détection de particules au sol de l'expérience CODALEMA sont des scintillateurs, développés au laboratoire LPSC de Grenoble, utilisant une plaque carrée de plastique de 80 cm sur 80 cm et d'une épaisseur de 4 cm. Les plaques de plastique sont posées à l'extrémité d'une cuve en inox recouvert de peinture réfléchissante pour permettre le transport de la lumière vers les deux photomultiplicateurs positionnés à l'autre extrémité. L'ensemble est contenu dans une boîte plastique fermée hermétiquement pour empêcher l'entrée de lumière extérieure dans l'installation (Figure 53).

Les deux photomultiplicateurs sont alimentés par une haute tension, mais ne fonctionnent pas sur le même régime de gain : l'un, alimenté par une tension de  $\sim 1600$  V, a un gain supérieur à celui du second alimenté par une tension plus faible de  $\sim 1200$  V. L'utilisation couplée de deux photomultiplicateurs à haut et bas gain permet d'assurer une grande dynamique de détection (entre 0,3 et 3000 VEM). On utilise en premier lieu le signal obtenu par le photomultiplicateur à haut gain. En cas de saturation du signal, il est alors possible d'obtenir un signal utilisable en utilisant le photomultiplicateur à bas gain. Si le signal est également saturé sur le photomultiplicateur bas gain, ce qui est extrêmement rare, l'analyse de l'évènement peut quand même être faite car l'ajustement effectué va permettre de « rattraper » la saturation.

Le critère de déclenchement de l'acquisition de l'expérience CODALEMA est d'obtenir un signal en coïncidence sur les cinq stations centrales. Pour toutes ces gerbes détectées par le réseau de scintillateurs, la direction d'arrivée ( $\theta$ ,  $\varphi$ ) est reconstruite en utilisant les temps relatifs entre chaque station touchée en supposant un front de particules plan, selon la même méthode présentée précédemment pour la reconstruction de la direction d'arrivée du front d'onde radio.

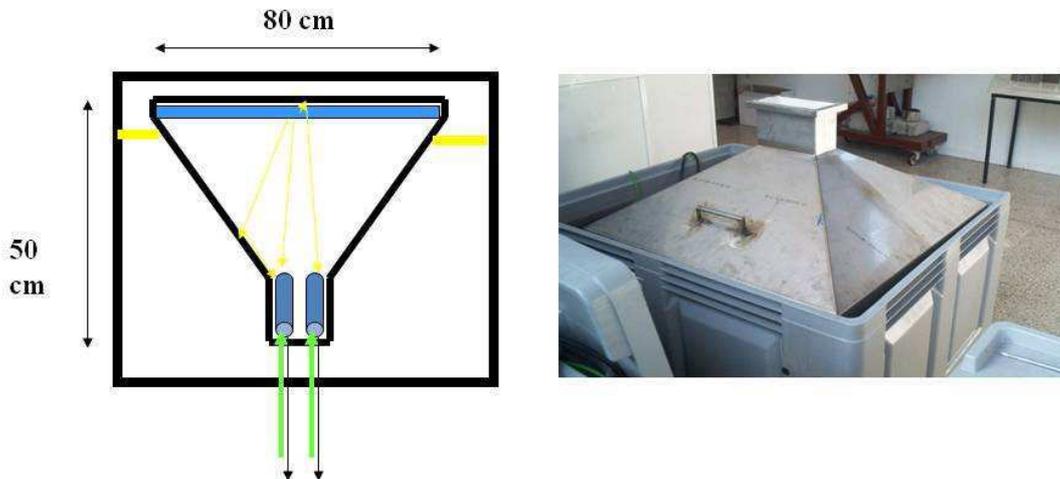


Figure 53- Vue schématique d'un scintillateur utilisé par le réseau de détecteurs de particules de l'expérience CODALEMA. A droite, on voit la cuve en inox contenant la plaque de plastique et les photomultiplicateurs avant l'insertion dans la boîte plastique (figure Chauvin)

Pour obtenir la position du pied de gerbe et le nombre de particules chargées au sol, il est nécessaire que les particules de la gerbe soient majoritairement contenues dans le réseau de scintillateurs. On définit un critère d'internalité (ou de centralité) concernant les événements dont la station qui a reçu le plus de signal est entourée de quatre autres stations touchées (un événement est donc interne si la station ayant reçu le plus de signal n'est pas en bordure de réseau).

Pour ces événements centraux, la position du pied de gerbe et le nombre de particules chargées au sol sont estimés en reconstruisant la distribution latérale de l'évènement ou LDF (soit l'amplitude du signal reçu par chaque station en fonction de la distance à l'axe de la gerbe) en utilisant une fonction standard de type NKG (Nishimura – Klein – Greisen) définie par :

$$NKG(r) = \rho(r) = N_e \cdot \frac{c(s)}{r_0^2} \cdot \left(\frac{r_0}{r}\right)^{2-s} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{s-4,5}$$

où  $r$  est la distance à l'axe de la gerbe,  $r_0$  le rayon de Molière d'une gerbe électromagnétique (80 mètres au niveau de la mer),  $s$  le paramètre d'âge de la gerbe (ici,  $s=1,2$ ) et  $c(s)$  tel que :

$$c(s) = 0,366 \cdot s^2 \cdot (2,07 - s)^{1,25}$$

On minimise la fonction  $\chi^2$  définie par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(n_i - NKG(r_i))^2}{\sigma_{n_i}^2}$$

avec  $N$  le nombre de scintillateurs touchés,  $n_i$  le signal mesuré par chaque station et  $r_i$  la distance à l'axe de la gerbe pour chaque station définie par :

$$r_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}$$

avec  $(x_i, y_i)$  la position de chaque station et  $(x_0, y_0)$  la position du cœur de gerbe dans le repère de la gerbe. La position du cœur de gerbe est ensuite projetée sur le plan horizontal. Un critère de qualité de la reconstruction est appliqué en vérifiant que le cœur de gerbe reconstruit implique bien un maximum de signal sur la bonne station.

On extrait ainsi de chaque évènement les paramètres libres de l'ajustement : le nombre de particules chargées contenues dans la cascade  $N_e$  ainsi que la position du cœur de gerbe  $(x_0, y_0)$ . Vu le critère de centralité utilisé pour sélectionner les évènements utilisables, la position des cœurs est essentiellement concentré autour des stations qui ne sont pas situées en bordure du réseau de scintillateurs (Figure 54), faisant apparaître une structure en croix autour des cinq détecteurs de particules centraux. La forme de cette structure est définie par la répartition en carré séparé d'un pas de 120 mètres du réseau. On constate que le réseau d'antennes de l'expérience CODALEMA est littéralement situé « sous » les gerbes, le centre du réseau de scintillateurs étant aussi le centre du réseau d'antennes. Les champs électriques induits par une gerbe sont donc mesurés à petit paramètre d'impact, et l'extension de ce champ ne peut être mesuré qu'au maximum sur un demi-bras du réseau, soit  $\sim 300$  mètres.

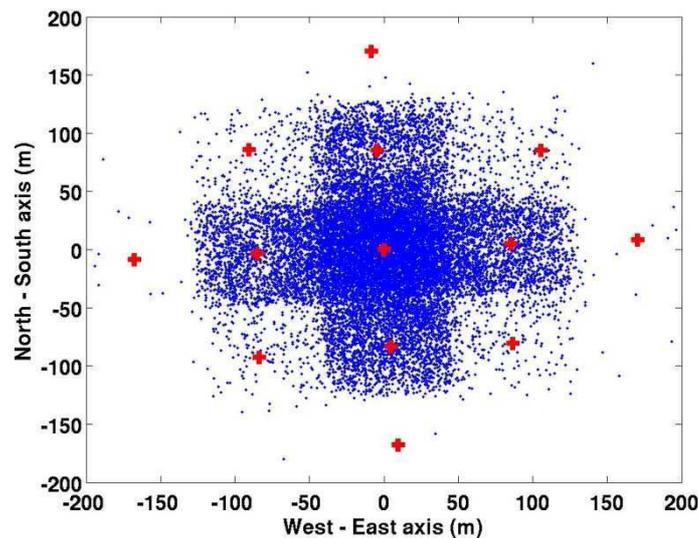


Figure 54- Positions des pieds de gerbe reconstruits pour les évènements internes détectés par le réseau de surface (croix rouge) de l'expérience CODALEMA

## b. Estimation de l'énergie de la particule primaire

L'estimation de l'énergie de la particule primaire dans l'expérience CODALEMA se fait en utilisant la méthode CIC (Constant Intensity Cut). Cette méthode est notamment utilisée pour l'estimation de l'énergie du primaire avec le réseau de détecteurs de surface de l'Observatoire Pierre Auger (51), toutefois les différences entre les deux expériences (en termes de surface effective ou de type de détecteurs) entraînent quelques adaptations.

La méthode CIC repose sur l'hypothèse d'un flux isotrope de rayons cosmiques, pour une énergie donnée, quelque soit la direction d'arrivée de la gerbe.

Le nombre de particules au sol  $N$  d'une gerbe inclinée d'un angle zénithal  $\theta$  est relié au nombre de particules au sol d'une gerbe verticale de même énergie par la relation :

$$N(\theta) = N(\theta_0) \cdot e^{-\frac{X_0}{\Lambda} \cdot (\sec\theta - \sec\theta_0)}$$

avec  $\theta_0=0^\circ$  pour une gerbe verticale,  $X_0$  l'épaisseur d'atmosphère pour  $\theta=0^\circ$  en fonction de l'altitude du détecteur (pour Nançay,  $X_0=1035g$ ) et  $\Lambda$  la longueur d'atténuation. La quantité  $X_0 \cdot \sec\theta$  ( $\sec\theta = (\cos\theta)^{-1}$ ) est une estimation de l'épaisseur d'atmosphère traversée par une gerbe inclinée d'un angle zénithal  $\theta$ .

Pour déterminer la valeur de  $\Lambda$ , on définit le nombre d'évènements intégré par bin de  $\sec\theta$  (compris entre 1 et 2,37, soit  $\theta$  compris entre  $0^\circ$  et  $65^\circ$ )  $J_\theta(N_c)$  tel que le nombre de particules au sol de la gerbe  $N$  soit supérieur à  $N_c$ . Le flux intégré relatif  $I_\theta$  est obtenu en renormalisant  $J_\theta$  de l'angle solide relatif à chaque bin:

$$I_\theta(N_c) = \frac{J_\theta(N_c)}{\pi \cdot (\sin\theta)^2}$$

La Figure 55 montre les valeurs du flux relatif  $I_\theta$  en fonction de  $\log(N_c)$  pour différents bin en  $\sec\theta$ . Selon l'hypothèse d'isotropie sur laquelle repose le principe de la méthode CIC, chaque valeur d'énergie de la particule primaire  $E$  correspond à une valeur de flux fixe telle que  $I_\theta(N_c) = K(E)$ . Les points d'intersections  $N_i$  des droites ainsi définies avec les courbes de  $I_\theta$  caractérisent la dépendance, pour une même énergie, du nombre de particules chargées au sol  $N_c$  avec l'épaisseur d'atmosphère traversée  $\sec\theta$ .

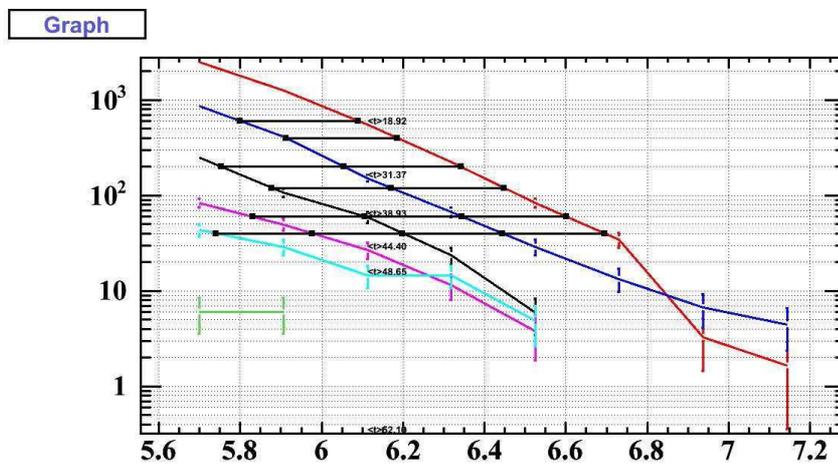


Figure 55- Flux relatif intégré en fonction de  $\log_{10}(N_c)$  pour, de haut en bas, des angles compris entre  $0^\circ$ - $26^\circ$ ,  $26^\circ$ - $35^\circ$ ,  $35^\circ$ - $42^\circ$  et  $42^\circ$ - $47^\circ$ . Les droites noires correspondent au flux de cosmiques pour une même énergie

Dans l'expérience CODALEMA, les valeurs de  $K(E)$  choisies sont : 40, 60, 120, 200, 400 et 600.

Pour chacune des valeurs de  $K(E)$ , on ajuste les valeurs des points d'intersection  $\log_{10}(N_i)$  par la fonction :

$$\log(N_i) = \log(N_0) - \frac{X_0}{\Lambda(E)} \cdot (\sec\theta - \sec\theta_0)$$

Les résultats sont présentés sur la Figure 56 et donnent une valeur moyenne de la longueur d'atténuation  $\Lambda(E)=189.8g$ . La précision sur cette valeur reste à déterminer, car comme on peut le constater sur la Figure 55, la statistique d'évènements pour un réseau de surface tel que celui utilisé par l'expérience CODALEMA est faible, notamment pour de grands angles zénithaux.

On définit ainsi l'estimateur de l'énergie de la particule primaire  $S0(E)$  (ou VESS pour Vertical Equivalent Shower Size) :

$$S0(E) = N(\theta).e^{\frac{-X_0}{\Lambda}(\sec\theta - \sec\theta_0)}$$

Cet estimateur doit ensuite être calibré par l'énergie réelle de la particule primaire. Sur des expériences majeures, la calibration est effectuée à l'aide de détecteurs complémentaires comme des détecteurs de muons, ou dans le cas de l'Observatoire Pierre Auger, de télescopes de fluorescence. Ne disposant de tels moyens dans l'expérience CODALEMA, l'estimateur  $S0(E)$  est calibré à l'aide de simulations de gerbes effectué à l'aide du programme AIRES. Les résultats présentés par la suite ont été obtenus en supposant que la particule primaire est un proton. Pour un noyau de fer, l'énergie obtenue par les simulations AIRES sera légèrement plus élevée pour une même valeur de  $N(\theta)$ .

En simulant un grand nombre de gerbes verticales, une relation entre l'énergie de la particule primaire et le nombre de particules chargées au sol  $N_c$  peut être extrapolée :

$$E_{eV} = 2,138.10^{10}.N_c^{0,9}$$

En identifiant le nombre de particules chargées au sol à l'estimateur  $S0$ , on trouve l'estimateur calibré par la simulation AIRES :

$$E_{eV} = 2,138.10^{10}.(N(\theta).e^{\frac{-X_0}{\Lambda}(\sec\theta - \sec\theta_0)})^{0,9}$$

avec  $X_0=1035g$  et  $\Lambda(E)=190g$ .

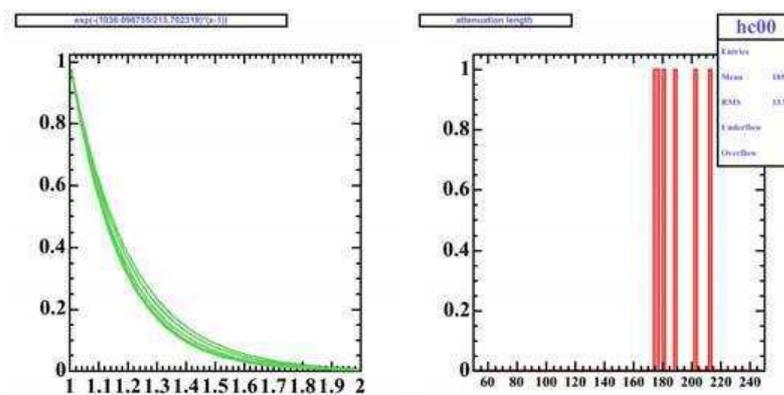


Figure 56- Courbes  $N(\theta)=N(\theta_0).exp(-X_0.(sec\theta - sec\theta_0)/\Lambda(E))$  obtenues pour les 6 valeurs de  $K(E)$ ; le spectre des valeurs de  $\Lambda(E)$  est présenté à droite

L'erreur sur l'énergie reconstruite peut être estimée en injectant dans la procédure réelle des gerbes simulées par AIRES. La différence relative entre l'énergie injectée par la simulation et

l'énergie reconstruite (Figure 57) montre que la méthode CIC surestime principalement l'énergie du primaire d'une valeur de l'ordre de ~20%. L'erreur sur l'énergie est d'autant plus grande que l'énergie est faible ; on estime l'erreur sur l'énergie à 30% pour une particule primaire de  $10^{17}$  eV.

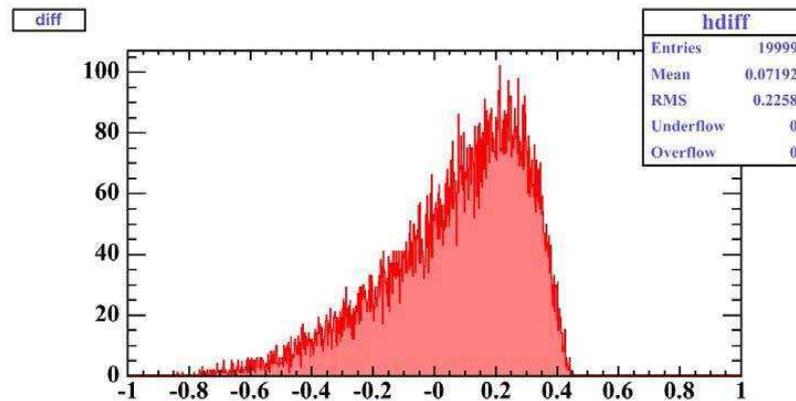


Figure 57- Différence relative entre l'énergie estimée et l'énergie injectée par la simulation AIRES

### 3. Acquisition

Contrairement aux antennes spirales log-périodiques utilisées dans la première configuration de l'expérience CODALEMA qui étaient filtrées analogiquement par un filtre passe-bande 24-82 MHz, les antennes dipolaires actives n'utilisent qu'un filtre passe-haut à 1 MHz afin de supprimer l'émetteur AM France-Inter à 162 kHz. Le signal brut mesuré par le réseau d'antenne de la configuration actuelle contient donc les émetteurs radio dans les bandes FM et AM. La puissance de ces derniers, notamment dans la bande de fréquences inférieures à 5 MHz, est soumise à l'effet ionosphérique présenté précédemment. L'acquisition de la première configuration de l'expérience utilisant des oscilloscopes 8 bits ont montré que la dynamique de ces derniers n'était pas suffisante pour une utilisation avec les antennes dipolaires, les fluctuations ionosphériques étant à l'origine de saturations périodiques des signaux mesurés.

L'acquisition de l'expérience CODALEMA a donc elle aussi évoluée vers des cartes MATAcq (voir Annexe) avec des ADC 12 bits. La fréquence d'échantillonnage du signal est de 1 GHz, et 2500 points, soit une durée de signal numérisé de 2,5  $\mu$ s.

Le fonctionnement de l'acquisition reste identique : les cartes MATAcq sont toujours pilotées par le logiciel d'acquisition programmé sous LabView, et les données enregistrées sont ensuite rapatriées vers les différents laboratoires de la collaboration CODALEMA. L'acquisition des données scintillateurs est effectuée indépendamment du réseau d'antennes, et le traitement des données trigger est effectué par le LPSC de Grenoble avant d'être confrontées aux données radio.

## 4. Configurations de l'expérience CODALEMA

Le passage de la première à l'actuelle configuration de l'expérience a demandé de nombreuses modifications expérimentales au niveau des antennes, des scintillateurs et de l'acquisition. De plus, le déploiement d'une nouvelle ligne d'antennes dans la direction Nord-Sud a nécessité de nouveaux aménagements du terrain mis à disposition par la station de Nançay, notamment pour permettre l'enfouissement des câbles reliant les antennes à la casemate d'acquisition. La transition entre les deux configurations s'est faite progressivement et a duré environ deux ans, entre le 18 Octobre 2005 et le 17 Janvier 2008. Sans entrer dans le détail de toutes les modifications effectuées, nous allons particulièrement nous intéresser à deux phases distinctes :

- La phase hybride qui a marqué l'entrée de l'expérience CODALEMA dans ce que l'on peut appeler sa phase II, avec le déploiement et la mise en fonctionnement des premières antennes dipolaires actives
- La configuration actuelle et finale de CODALEMA pour la phase II

### a. Phase hybride

Le 18 Octobre 2005, la première configuration de la phase II de l'expérience CODALEMA est entrée en fonctionnement. Cette configuration, présentée Figure 58, est appelée phase hybride car de nombreux éléments de la première configuration sont alors toujours en activité :

- la ligne Est-Ouest de 7 antennes spirales log-périodiques est toujours active
- le trigger de l'expérience est toujours fourni par le réseau de 4 scintillateurs LAL

Le passage en phase II a évidemment aussi apporté de nombreuses nouveautés :

- Le déploiement d'une ligne orientée Nord-Sud de 7 antennes dipolaires actives
- L'installation de 5 stations de détection de particules LPSC, qui constitueront le cœur du futur réseau au sol de CODALEMA. L'acquisition du trigger LPSC est à ce moment déjà en fonctionnement afin de s'assurer de sa compatibilité avec le trigger LAL
- L'acquisition des événements est quasi entièrement assurée par les cartes MATACQ, permettant aux antennes log-périodiques de fonctionner sans leurs filtres analogiques (passe-bande de fréquence 24-82 MHz). Seules deux antennes log-périodiques sont encore branchées sur des oscilloscopes et étaient encore filtrées pour des raisons de disponibilité des cartes MATACQ.

La phase hybride avait pour objectif d'effectuer une transition en douceur entre les deux phases de l'expérience, permettant de tester le comportement des nouveaux éléments. Les principales interrogations concernaient le dipôle actif, déployée pour la première fois en phase opérationnelle après 6 mois de tests entre Février et Juin 2005.

108 évènements ont été radiodétectés dans cette configuration, et ont mis en évidence des différences de comportement entre les antennes dipolaires et les antennes log-périodiques, certaines attendues comme un signal électrique mesuré par les antennes log-périodiques supérieur à celui des antennes dipolaires en raison des différences de polarisation mesurée. D'autres résultats ont été plus inattendus, comme par exemple un temps de retard systématique de 120 ns des antennes log-périodiques sur les antennes dipolaires, temps compatible avec la propagation du signal sur les brins de l'antenne, et surtout un comportement différent dans les mesures des directions d'arrivée, les antennes dipolaires semblant mettre en évidence un excès d'évènements provenant de la moitié Nord du ciel. Nous reviendrons sur ce point dans les Chapitres 4 et 5.

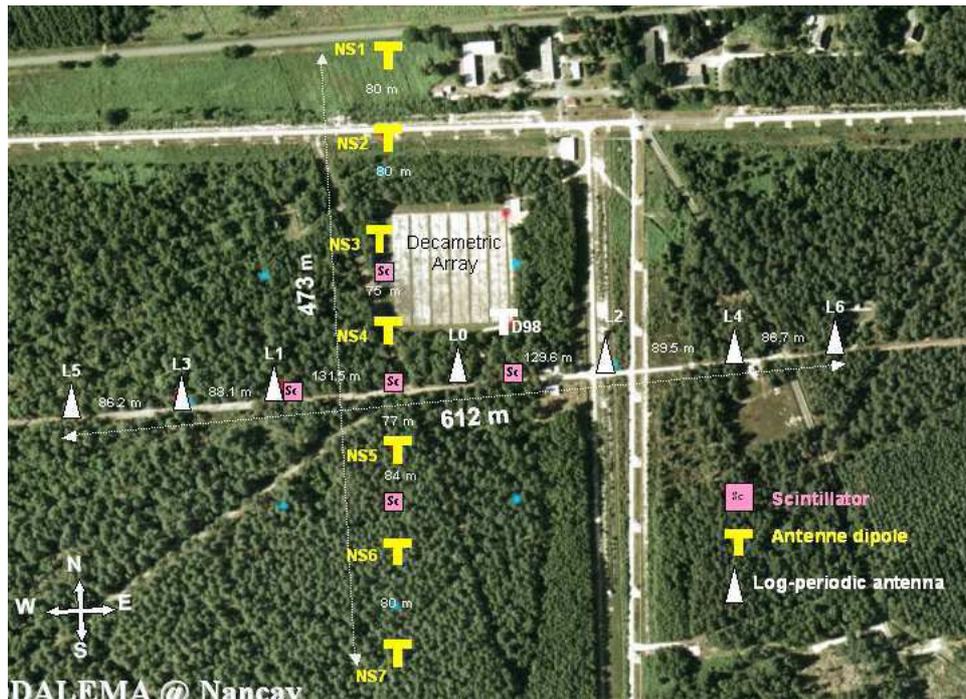


Figure 58- Phase hybride de l'expérience CODALEMA

## b. Configuration actuelle

Suite aux résultats obtenus sur la phase hybride, l'évolution de l'expérience CODALEMA vers une phase II complète, c'est-à-dire uniquement composée d'antennes dipolaires, est lancée, avec différentes transitions :

- Entre le 06/10/2006 et le 20/01/2007, 7 antennes dipolaires sont déployées à la place des antennes log-périodiques sur la ligne Est-Ouest. Le réseau de scintillateurs LPSC est étendu à 9 stations et devient le trigger de l'expérience CODALEMA. L'acquisition est uniquement assurée par des cartes MATAcq
- Entre le 26/01/2007 et le 17/07/2007, l'expérience fonctionne avec un réseau de scintillateurs de 13 scintillateurs.

- Entre le 16/10/2007 et le 15/01/2008, 12 nouvelles antennes sont déployées afin de mieux couvrir le centre du réseau. 3 de ces antennes sont orientées dans la polarisation Nord-Sud, perpendiculaire à la polarisation des autres antennes.

Le 17/01/2008 est mis en route la version finale de l'expérience CODALEMA dans sa phase II, présentée Figure 59. La configuration actuelle de CODALEMA est composée de :

- 24 antennes dipolaires, dont 3 en polarisation Nord-Sud et 21 en polarisation Est-Ouest
- 17 scintillateurs constituant le réseau de scintillateurs trigger de CODALEMA
- Une acquisition effectuée uniquement à l'aide de cartes MATAcq

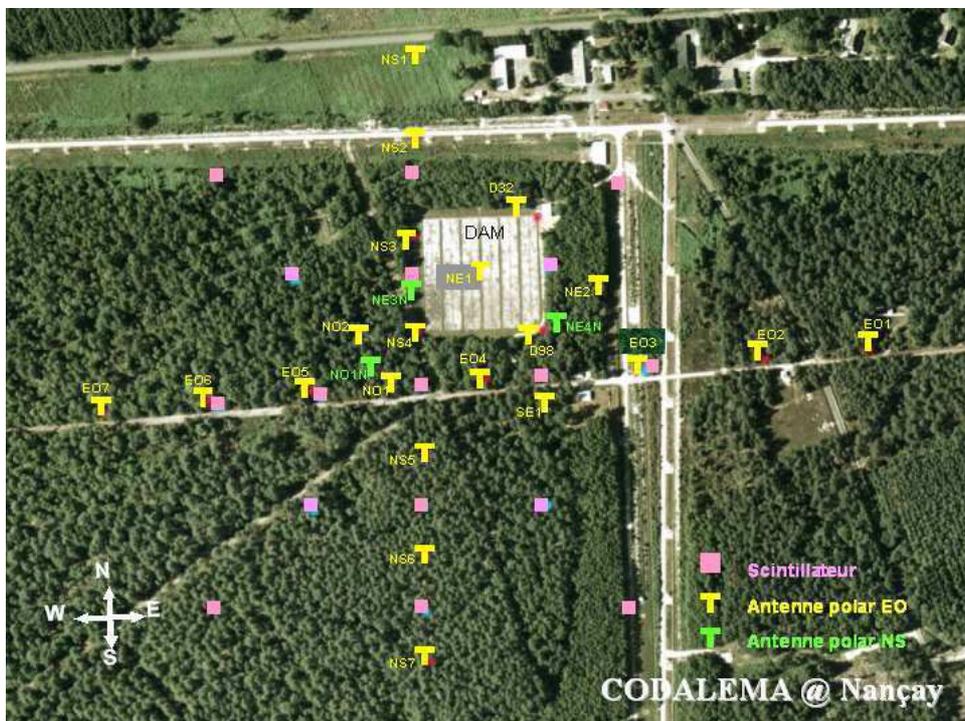


Figure 59- Configuration actuelle de l'expérience CODALEMA



**Figure 60- Antenne dipolaire E01 dans l'actuelle configuration de CODALEMA**



**Figure 61-Casemate d'acquisition de l'expérience CODALEMA. La toile, installée en 2007, réduit la chaleur à l'intérieur du container l'été et permet à l'expérience de fonctionner sans interruption**

## IV. Traitement des données brutes

Chaque gerbe de particules détectée par le réseau de scintillateurs de l'expérience CODALEMA déclenche la numérisation du signal électrique mesuré par chacune des antennes du réseau. Afin de déterminer si les signaux enregistrés sont associés à la radiodétection du champ électrique induit par une gerbe cosmique, une procédure unique, indépendante de la configuration de l'expérience (type d'antennes, type de détecteurs de particule et géométrie du réseau) est suivie.

Cette chaîne de traitement des données est résumée sur la Figure 62 et s'articule en 5 étapes :

- correction de l'atténuation du signal due au type et à la longueur des câbles permettant de transmettre le signal mesuré sur les antennes à la casemate d'acquisition
- filtrage numérique en fréquence du signal dans une bande permettant la suppression des émetteurs basse (<20 MHz) et haute (>90 MHz) fréquence
- recherche automatique d'une impulsion dans les signaux filtrés, et, le cas échéant, le marquage temporel de cette impulsion
- reconstruction de la direction d'arrivée de l'onde radio dans le cas où plus de 3 antennes ont détectées une impulsion
- sélection des événements considérés comme des candidats radio type gerbe cosmique par comparaison entre les données radio et les données scintillateurs

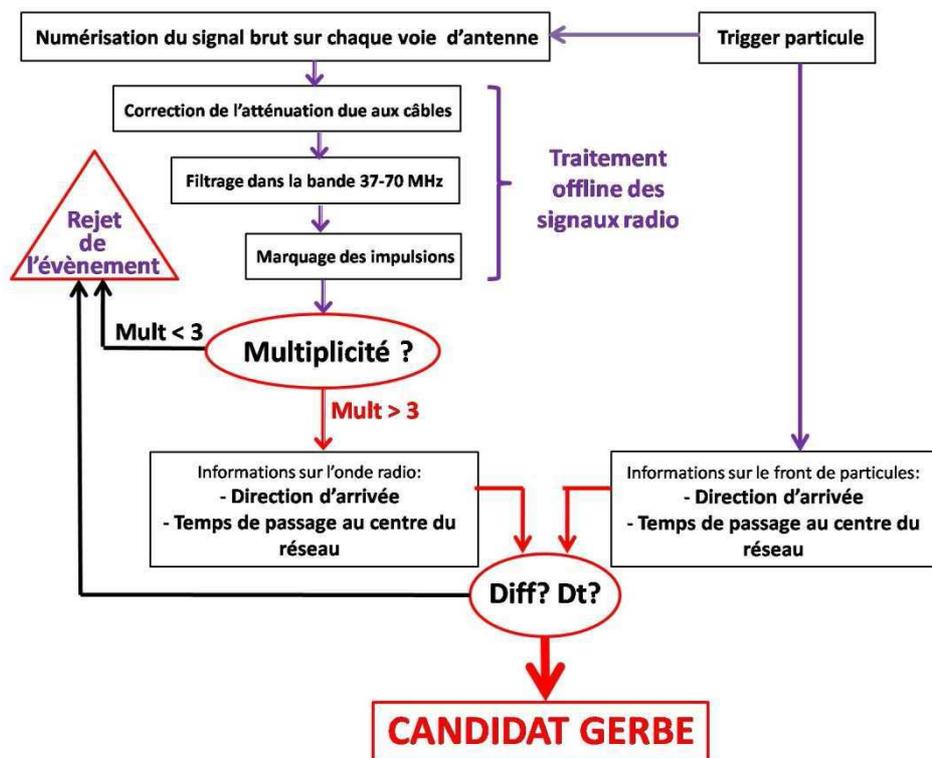


Figure 62- Résumé global de la chaîne de traitement des données et de sélection des événements radio de l'expérience CODALEMA

Cette procédure permet, pour chaque évènement trigger, de connaître toutes les informations primordiales sur le signal électrique mesuré antenne par antenne, comme le bruit moyen, la présence (ou non) d'une impulsion, son amplitude et son temps de passage.

Bien que cette procédure soit indépendante de la configuration de l'expérience, tous les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus exclusivement avec la configuration actuelle de CODALEMA qui sera introduite dans la troisième partie de ce Chapitre.

## a. Correction de l'atténuation du signal dans les câbles et filtrage numérique en fréquence

Les deux premières étapes de la chaîne de traitement nécessite d'intervenir directement sur les composantes fréquentielles des signaux électriques mesurés. Elles sont donc concrètement réunies en une seule et même routine de traitement qui utilise non pas le signal temporel numérisé, mais son équivalent dans le domaine fréquentiel : le spectre en fréquence obtenu par transformée de Fourier (voir Annexe).

### i. Correction de l'atténuation du signal

Comme expliqué précédemment, l'amplitude de l'impulsion radio induite par le passage d'une gerbe atmosphérique dépend principalement de l'angle d'arrivée de la gerbe, de la position du cœur et de l'énergie de la particule primaire. C'est donc un paramètre extrêmement important dans l'étude de la radiodétection des gerbes cosmiques qui doit donc être déterminé avec la plus grande précision.

Toutes les antennes du réseau CODALEMA sont reliées au système d'acquisition par des câbles de type RG-213 (de marque Shuner) de longueurs différentes en fonction de leurs positions. Tout câble entraîne une atténuation du signal qu'il véhicule : cette atténuation dépend principalement de la longueur du câble, et augmente avec la fréquence du signal. En première approximation, cette atténuation peut être connue en utilisant les données constructeur qui fournissent les valeurs de l'atténuation selon la formule :

$$\text{Attenuation (dB)} = \text{longueur du câble(m)} * (0.0817 * \sqrt{f \text{ (GHz)}} + 0.025 * f \text{ (GHz)})$$

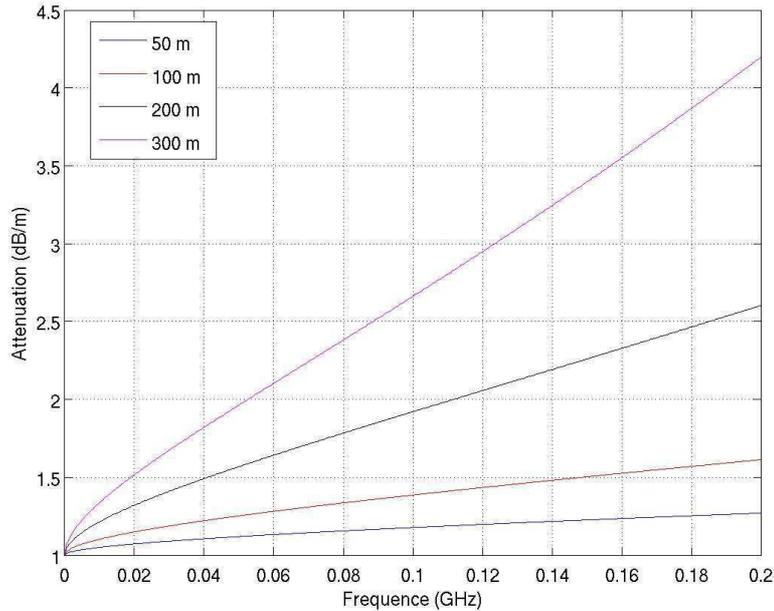


Figure 63- Atténuation prévue par le constructeur pour différentes longueurs de câble

Dans la réalité, les câbles sont soumis à des traitements (usures, enfouissement...) susceptibles de modifier notablement ce spectre d'atténuation. De plus, dans l'expérience CODALEMA, des câbles supplémentaires de type différents sont utilisés en fin de chaîne sur certaines antennes pour des nécessités techniques. Pour cette raison, les valeurs de l'atténuation ont été mesurées expérimentalement en utilisant un générateur de bruit blanc multifréquences en entrée et un analyseur de réseau en sortie. On obtient ainsi les valeurs de l'atténuation de chaque câble dans la bande de fréquence qui nous intéresse, à savoir 0-200 MHz. Il suffit ensuite d'extrapoler ces résultats par la fonction donnée par le constructeur :

$$\text{Atténuation (dB)} = P_{\text{Atten1}} * \sqrt{f \text{ (GHz)}} + P_{\text{Atten2}} * f \text{ (GHz)}$$

pour obtenir pour chacun des câbles le couple (Patten1 ; Patten2) définissant leur atténuation (toutes les valeurs des couples (Patten1 ; Patten2) sont regroupés en Annexe).

La Figure 64 représente les valeurs de l'atténuation sur la bande 0-200 MHz obtenus sur l'ensemble des câbles utilisés sur la ligne Nord-Sud du réseau d'antennes. Les atténuations augmentent bien avec la longueur des câbles, on peut toutefois remarquer que les valeurs mesurées expérimentalement sont supérieures aux valeurs prédites par le constructeur. De même, les antennes utilisant un câble supplémentaire ont logiquement une atténuation supérieure aux prédictions.

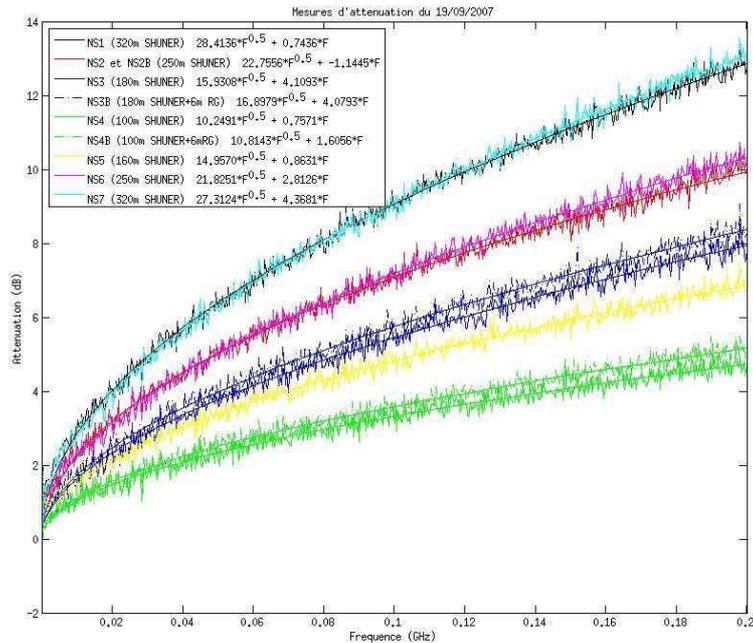


Figure 64- Atténuation mesurée expérimentalement pour tous les câbles de la ligne Nord-Sud

Pour connaître le signal réellement mesuré sur chaque antenne (et non celui numérisé après le transport dans les câbles), il suffit d'appliquer les coefficients inverses d'atténuation sur le spectre en fréquence des signaux électriques.

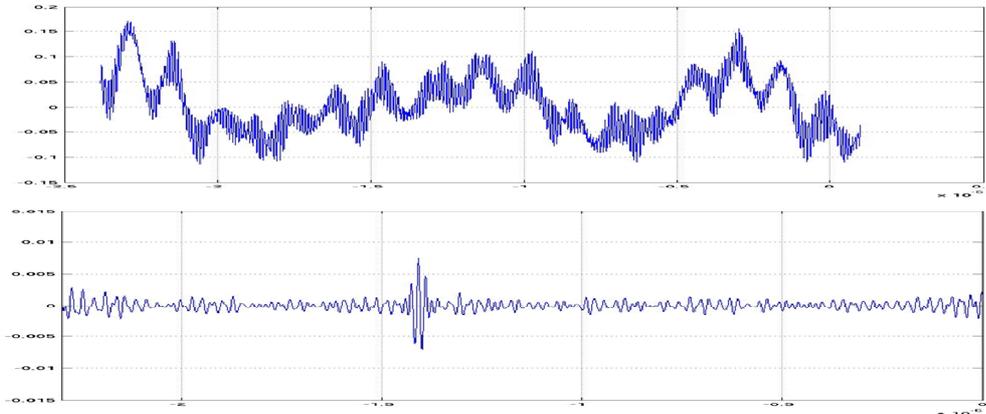
De plus, chaque longueur de câble implique un temps de propagation du signal différent pour chacune des antennes. Toujours dans l'optique de connaître le signal mesuré au passage de l'onde électromagnétique sur l'antenne et non après transport par le câble, le temps de propagation de chaque câble de CODALEMA a été déterminé expérimentalement et est compensé dans les mesures (voir Annexe).

## ii. Filtrage numérique en fréquence

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre sur la radiodétection, le signal que nous recherchons dans le cadre de l'expérience CODALEMA est une impulsion extrêmement rapide (de l'ordre des quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes). Ces impulsions ont donc un spectre en fréquences très large, principalement dans la bande 0-100 MHz. La Figure 38 montre que le spectre du ciel de Nançay contient de nombreux émetteurs radio dont les principaux sont compris dans les zones 1-20 MHz (radio grandes ondes, CB) et 90-110 MHz (radio FM). Entre ces 2 zones, la bande 24-80 MHz ne contient que très peu d'émetteurs, pour la plupart intermittents et de faible puissance. Toutefois, ces émetteurs sont susceptibles d'interférer avec la détection des impulsions, nous considérons la bande de fréquence optimale comme étant la bande 37-70 MHz.

Le signal mesuré par les antennes lors d'un trigger particule est enregistré en large bande, c'est-à-dire qu'aucun filtre analogique n'est utilisé sur le terrain. Ce signal brut contient donc tous les émetteurs du spectre du ciel : il est donc extrêmement rare de détecter la présence dans un tel signal d'une éventuelle impulsion induite par le passage d'une gerbe atmosphérique (dans le cas d'évènements avec un champ électrique extrêmement élevé,

l'impulsion peut être vu sur le signal brut). Afin d'analyser ce signal, nous effectuons donc un filtrage numérique dans la zone 37-70 MHz, ôtant ainsi les contributions de tous les émetteurs extérieurs. La Figure 65 montre que le résultat de ce filtrage est la mise en évidence de la présence d'une impulsion.



**Figure 65- Signal brut mesuré par une antenne de CODALEMA (en haut), et le même signal filtré dans la bande 37-70 MHz (en bas)**

Le filtrage numérique est effectué en appliquant un filtre rectangulaire aux coefficients de Fourier du signal. Ces coefficients sont obtenus par l'utilisation d'un algorithme de transformée de Fourier rapide ou FFT (voir Annexe). Ce filtre rectangulaire a pour valeur 1 dans la bande de fréquence étudiée (37-70 MHz) et 0 pour les autres fréquences (signal porte). Un tel filtre est par définition non causal (c'est-à-dire non réel), ce qui implique qu'il n'y aura pas de décalage en temps du maximum de l'impulsion entre le signal brut et le signal filtré. En effet, comme on le verra par la suite, le marquage en temps du passage de l'impulsion est une donnée très importante pour la reconstruction de la direction d'arrivée de l'onde radio, et doit donc être déterminé avec le plus de précision possible.

Le défaut de l'utilisation d'un filtre numérique est l'apparition, lors du retour dans l'espace temporel du signal par transformée de Fourier inverse, de phénomènes oscillatoires aux extrémités du signal. Ce phénomène, appelé « Oreilles de Gibbs », correspond simplement à la transformée de Fourier inverse d'un signal porte : un sinus cardinal. Malheureusement, l'amplitude de ces sinus est très variable d'un événement à l'autre, et peut notamment être supérieure à l'amplitude de l'impulsion cherchée. Pour éviter tout problème lors de la recherche et le marquage des impulsions sur le signal filtré, 600 nanosecondes de signal (300 ns à chaque extrémité) sont ôtées pour la suite de l'analyse.

## b. Recherche et marquage des impulsions

Nous disposons donc après la première étape de traitement des données d'un signal filtré dans la bande de fréquence 37-70 MHz et corrigé de l'atténuation des câbles. Pour la suite de l'analyse, il faut déterminer, événement par événement et antenne par antenne, la présence ou non d'une impulsion dans le signal. Deux techniques différentes sont utilisées sur l'expérience CODALEMA :

- La première est une classique méthode par seuil
- La seconde est une méthode beaucoup plus élaborée, la méthode LPC, qui est actuellement utilisée conjointement à la première dans le traitement des données.

### i. Méthode par seuil

Le passage d'une onde électromagnétique induite par une gerbe atmosphérique est caractérisé par une impulsion correspondant à un maximum de tension dans le signal. Pour valider la présence d'une impulsion, nous déterminons le maximum du signal au carré et fixons une fenêtre signal de 200 nanosecondes autour de ce maximum.

Sur le reste du signal, hors fenêtre signal, nous évaluons la moyenne du bruit  $\mu_b = \langle V^2 \rangle_{\text{bruit}}$  ainsi que son écart-type  $\sigma_b = \sqrt{\langle (V^2 - \mu_b) \rangle^2}$ .

Le seuil de détection est alors défini par :

$$\text{seuil} = k * \mu_b$$

avec k un paramètre ajustable empiriquement. En effet, plus la valeur de k va être petite, plus le nombre d'impulsions détectées sera grand, tout comme le risque de détection d'impulsions fortuites non corrélées avec une gerbe atmosphérique. Sur CODALEMA, la valeur optimale du paramètre k, déterminée empiriquement, est de 25. Si le maximum du signal au carré est supérieur au seuil, nous considérons que l'antenne a bien détecté une impulsion et est considérée comme « touchée ».

En reproduisant cette méthode de marquage sur chaque antenne, nous sommes ainsi capable de déterminer le motif de l'évènement, c'est-à-dire les antennes du réseau qui ont mesuré le passage de l'impulsion.

A ce stade de l'analyse, nous considérons que le traitement offline des données radio brutes est terminé car toutes les informations importantes sur les signaux sont connues. Ces informations sont, évènement par évènement et pour chaque antenne:

- la liste des antennes touchées : le motif (pattern)
- le maximum du signal au carré pour chaque antenne
- le temps exact où ce maximum est détecté
- la moyenne et l'écart-type du bruit

Une fois ces informations connues, il n'est plus nécessaire d'accéder aux données brutes puisque toutes les valeurs permettant de caractériser l'impulsion radio électriques sont disponibles.

### ii. Méthode LPC

Une seconde méthode de recherche des impulsions a été développée dans le cadre de la thèse de Sanda Valcares au laboratoire SUBATECH (52). Cette méthode, dite LPC pour Linear Predicting Coding, permet d'éliminer au maximum les émetteurs « parasites » qui peuvent parfois apparaître dans la gamme de fréquence utilisées pour CODALEMA, à savoir la bande

24-80 MHz. Une meilleure mise en évidence des impulsions, principalement pour les signaux de faibles amplitudes, est donc attendue.

La méthode LPC repose sur le principe de prédiction linéaire du signal. On suppose que chaque point  $x(k)$  d'un signal  $x$  est une combinaison linéaire des points qui le précèdent. La valeur prédite  $x_p$  d'un signal est donc définie par :

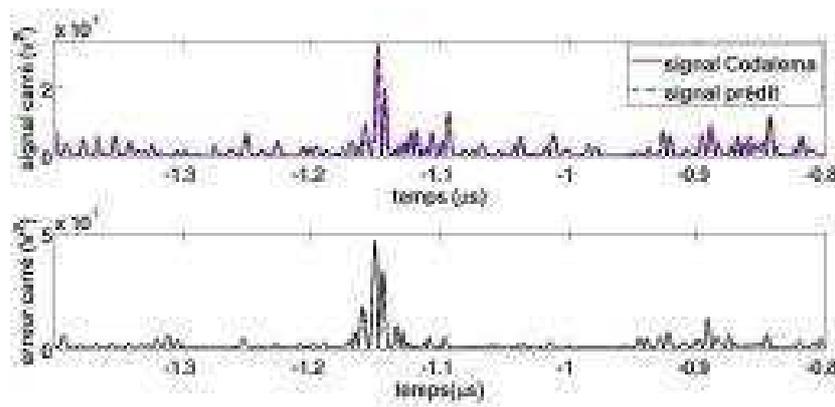
$$x_p(k) = \sum_{i=1}^n a_i \cdot x(k - i)$$

avec  $a_i$  les coefficients du filtre LPC.

On définit l'erreur de prédiction de la méthode appliquée à un signal  $x$  par :

$$e(k) = x(k) - x_p(k)$$

Si on applique la méthode LPC à un signal aléatoire de type bruit blanc, le filtre est naturellement incapable de fonctionner : l'erreur de prédiction dans ce cas est égale au signal. Si par contre, on applique la méthode LPC à un bruit radio standard, composé de la somme d'harmoniques de différentes fréquences et de différentes amplitudes, comme défini dans la théorie de Fourier, l'erreur de prédiction va être très faible puisque le filtre va parvenir à reconstruire le signal. Si enfin on applique la méthode LPC sur un signal contenant une impulsion électrique typique des événements CODALEMA, le filtre ne sera pas capable de prédire le signal dans la zone de l'impulsion, et l'erreur dans cette zone sera très élevée. On peut ainsi détecter la présence d'une impulsion dans un signal en cherchant la position du maximum de l'erreur. La Figure 66 présente un exemple d'application de la méthode LPC à un signal CODALEMA (en haut) : l'erreur de prédiction élevée (en bas) signe la présence d'une impulsion. Toutefois, la relation entre la valeur de l'erreur de prédiction et le signal n'est pas connue. Par conséquent, le maximum de l'impulsion est déterminé sur le signal filtré numériquement en utilisant le temps déterminé par la méthode LPC.



**Figure 66- Exemple d'application de la méthode LPC à un événement radiodétekté: en haut, le signal CODALEMA (en bleu) et le signal prédit par le filtre LPC (en rouge). L'erreur de prédiction (en bas) est clairement maximale sur la zone du signal contenant l'impulsion**

L'application de la méthode LPC sur l'ensemble des données de l'expérience CODALEMA a permis l'identification d'un nombre d'événements radiodétektés supérieur de 28%, soit 219 événements, au nombre de gerbes radiodétektées données par la simple méthode par seuil. Ce

gain concerne des événements avec un rapport signal sur bruit faible. Toutefois, 31 événements identifiés par la méthode par seuil n'ont pas été sélectionnés par la méthode LPC, sans qu'une explication évidente n'ait pu pour l'instant être mise en évidence. Pour cette raison, les deux méthodes d'identification des impulsions sont utilisées conjointement, bien que la méthode LPC soit sans conteste la plus efficace.

### c. Reconstruction de la direction d'arrivée de l'onde radio

La détermination de la direction d'arrivée du front d'onde radio est effectuée par triangulation en utilisant les temps de détection de l'impulsion sur chacune des antennes. Evidemment, une triangulation ne peut s'effectuer que pour les événements ayant une multiplicité supérieure ou égale à 3 (c'est-à-dire ayant au moins 3 antennes touchées).

Dans le cadre de l'expérience CODALEMA, nous considérons le front d'onde radio comme étant plan. En effet, les dimensions du réseau d'antennes (2 bras de 600 mètres de longueur) sont relativement réduites par rapport à la distance parcourue par le champ électrique ([?? pas sûr de l'explication, à revoir]).

L'équation de propagation d'un front d'onde radio plan est donnée par la relation :

$$c * (t_i - t_0) = \alpha * x_i + \beta * y_i + \gamma * z_i$$

où  $t_i$  est le temps de passage du front d'onde au point de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$ ,  $t_0$  le temps de passage du front d'onde à l'origine du repère, et  $(\alpha, \beta, \gamma)$  les coordonnées du vecteur normal au plan.

Connaissant la position des antennes touchées ainsi que le temps de passage de l'impulsion sur chacune de ces antennes, il est possible de déterminer les valeurs  $\alpha$  et  $\beta$  (dans le cas de l'expérience CODALEMA, toutes les antennes sont situées au niveau du sol, nous pouvons donc considérer que  $z_i = 0$  :  $\gamma$  n'est pas calculable) par minimisation du  $\chi^2$ , celui-ci étant défini par la relation suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c * (t_i - t_0) - \alpha * x_i + \beta * y_i + \gamma * z_i)^2}{N}$$

où  $N$  est la multiplicité de l'évènement.

Les relations  $\alpha = \cos(\varphi) \cdot \sin(\Theta)$  et  $\beta = \sin(\Phi) \cdot \cos(\Theta)$  permettent alors de déterminer l'angle zénithal  $\Theta$  et l'angle azimuthal  $\varphi$  et donc de connaître la direction d'arrivée du front d'onde radio.

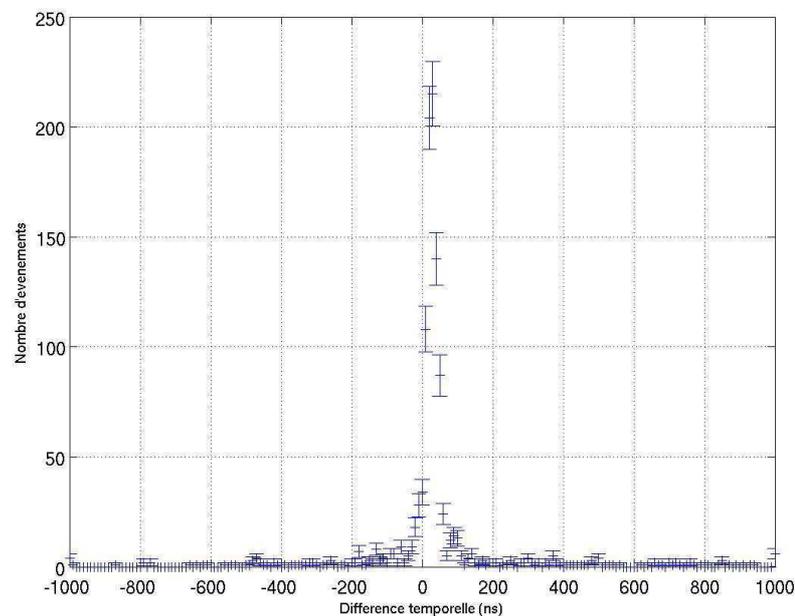
Une fois toutes les informations concernant les signaux électriques, ainsi que la direction d'arrivée pour les événements avec une multiplicité supérieure à 3, sont connues, toutes ces données sont regroupées dans un seul fichier par run, une DST (Data Summary Table). Grâce à ces fichiers, l'utilisation des données brutes enregistrées par le réseau d'antennes n'est plus nécessaire, ce qui permet un gain important en espace de stockage, et surtout en temps d'utilisation.

Une DST ne contient que les informations propres à la détection radio. L'expérience CODALEMA étant déclenchée par un réseau de détecteur de particule, il est nécessaire de faire le lien entre les données radio et les données scintillateurs afin, dans un premier temps, de déterminer quels événements sont des candidats gerbes radio.

#### d. Sélection des candidats radio correspondant à une gerbe atmosphérique

Le fait que, suite à un trigger particule, le réseau d'antennes de CODALEMA ait détecté un évènement impulsionnel ne signifie pas nécessairement une détection effective du champ électrique induit par la gerbe atmosphérique. Afin de s'assurer de la corrélation entre le front de particules et l'onde radio, il est nécessaire d'effectuer une sélection en utilisant à la fois les caractéristiques du front d'onde mesuré par le réseau d'antennes et les caractéristiques du front de particules détecté par le réseau de scintillateurs.

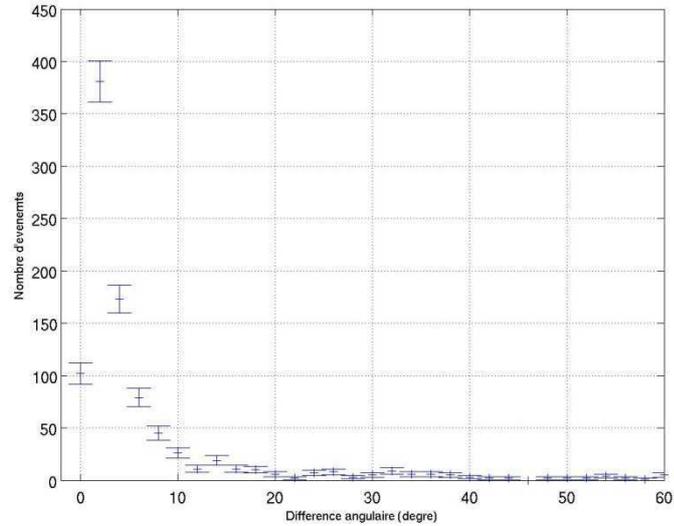
La première sélection est effectuée par comparaison entre les temps de passage, au centre du réseau, entre le front d'onde radio et le front de particules. La distribution de ces différences temporelles, présentée Figure 67, montre une forte accumulation d'évènements entre -100 ns et 100 ns. Les fronts d'onde radio et les fronts de particules des évènements contenus dans ce pic sont donc corrélés : les gerbes de particules ont été radiodétectées.



**Figure 67- Distribution des différences temporelles entre le front de particules et le front d'onde radio sur l'ensemble des évènements CODALEMA de multiplicité supérieure ou égale à 3**

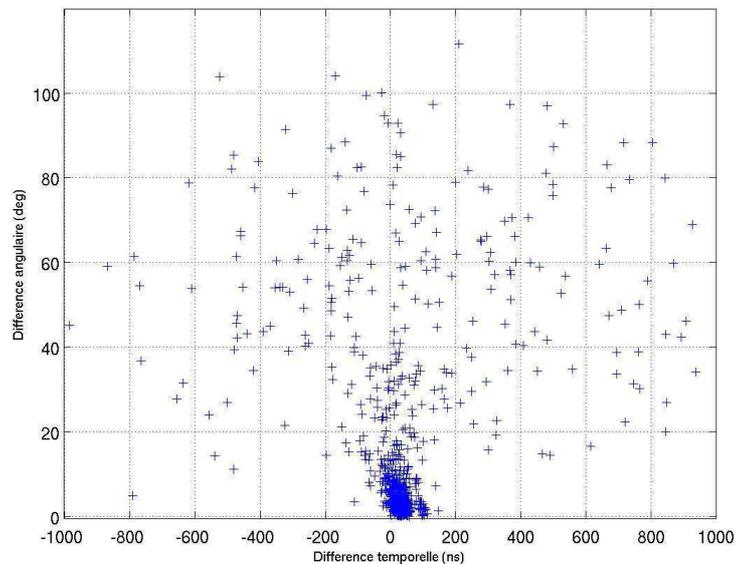
Toutefois, il existe un fond constant d'évènements fortuits dans cette distribution, et des évènements fortuits sont contenus dans le pic de corrélation temporel. Afin d'éliminer ce bruit de fond, une deuxième sélection est effectuée sur la différence angulaire entre les directions d'arrivée du front de particules et du front d'onde radio des évènements contenus dans le pic de corrélation temporel.

La distribution de cette différence est une gaussienne, convoluée avec un sinus pour tenir compte de l'effet d'angle solide, centrée sur  $3^\circ$ . On considère que les candidats dont la différence angulaire est inférieure à  $20^\circ$  correspondent effectivement à la détection du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique. La résolution angulaire de l'expérience CODALEMA dépend essentiellement de la multiplicité des évènements considérés, et varie entre  $5^\circ$  pour les évènements de multiplicité 3 jusqu'à une résolution de l'ordre de  $1^\circ$  pour des évènements de haute multiplicité avec au moins 18 antennes touchées (52).

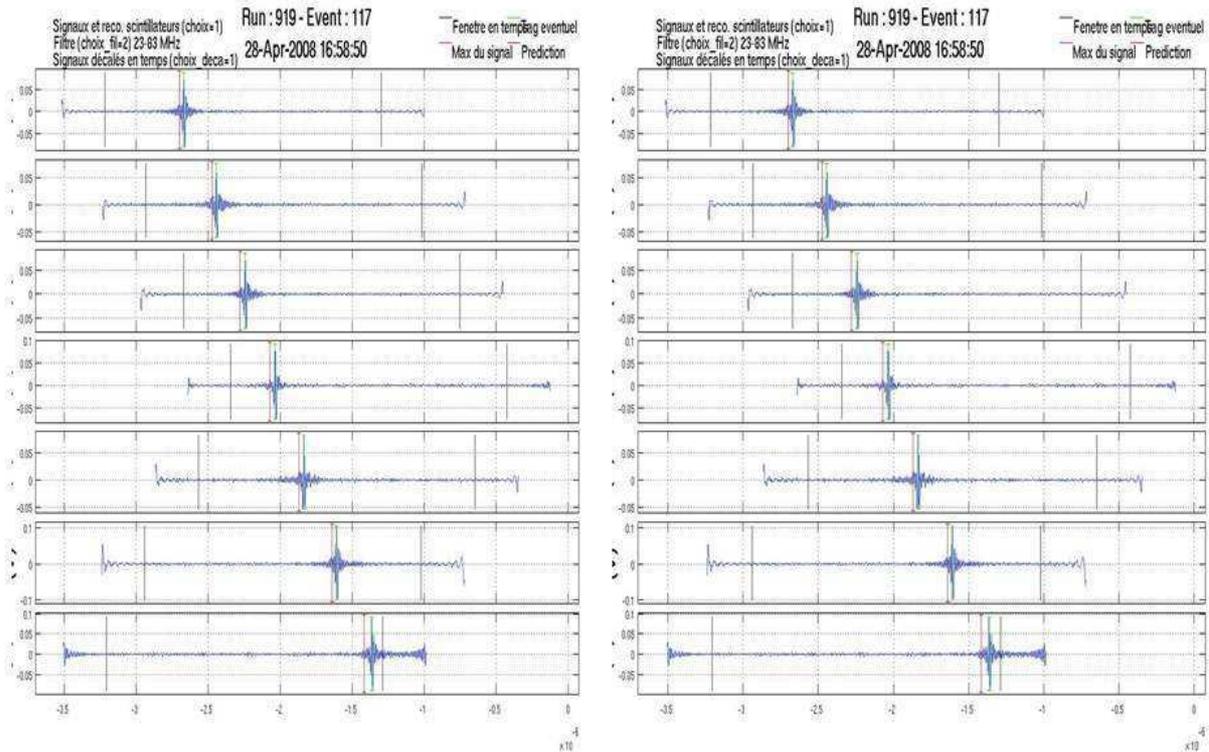


**Figure 68- Distribution des différences angulaires entre les directions d'arrivée des fronts de particule et des fronts d'onde radio pour les évènements contenus dans le pic de corrélation temporel**

Une autre représentation possible de la sélection des évènements radiodéTECTÉS est de s'intéresser directement à la relation entre la différence angulaire et la différence temporelle. Cette représentation, présentée Figure 69, prend la forme d'un « arbre » dont le « tronc » est formé d'une accumulation d'évènements avec une forte corrélation à la fois angulaire et temporelle. Les évènements avec une différence angulaire inférieure à 20° et une différence temporelle comprise entre -100 ns et 100 ns sont donc des gerbes de particules radiodéTECTÉES par le réseau d'antennes de l'expérience CODALEMA. Un exemple d'évènement radiodéTECTÉ ainsi sélectionné est présenté Figure 70.



**Figure 69- Arbre de sélection des évènements CODALEMA**



**Figure 70- Exemple de gerbe radiodéetectée par l'expérience CODALEMA, à gauche par la ligne Nord-Sud, à droite par la ligne Est-Ouest. Les signaux des antennes sont décalés du temps de retard des câbles, le temps mesuré est le moment où le champ électrique est réellement passé sur l'antenne. Les lignes correspondent aux temps retenus pour le maximum de l'impulsion, la ligne rouge au temps prévu par la reconstruction scintillateurs.**

A la fin de la procédure de traitement des données brutes, tous les évènements mesurés par l'expérience CODALEMA ont été caractérisés :

- Tous les signaux antennes ont été corrigés des effets d'atténuation et de de décalage temporel induit par les câbles, et filtrés numériquement de façon à éliminer les émetteurs AM et FM
- Les impulsions présentes sur les antennes ont été étiquetées : le maximum du signal et le temps de mesure associé sont connus
- La direction d'arrivée des évènements avec une multiplicité supérieure ou égale à 3 est calculée par triangulation
- Les gerbes de particules radiodéetectées sont identifiées par comparaison avec les données scintillateurs

A la fin de cette procédure de traitement des données brutes, nous disposons donc de toutes les informations nécessaires pour effectuer une analyse des données. Après avoir vu dans le Chapitre 4 les résultats expérimentaux obtenus par l'actuelle configuration de CODALEMA, nous aborderons dans le Chapitre 5 les conséquences physiques de ces résultats, ainsi qu'une étude des profils longitudinaux du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique.

# Chapitre 4 – Analyse des données

## I. Echantillon statistique

Les données utilisées pour l'analyse et les résultats qui sont présentés par la suite ont été prises entre le 27 Novembre 2006 et le 8 juin 2008. Durant cet intervalle de temps, l'expérience CODALEMA a fonctionné durant un temps effectif de 383 jours, soit 70% du temps total. Les interruptions de mesure sont essentiellement dues à des interventions techniques, que ce soit au niveau du réseau d'antennes ou au niveau du trigger scintillateurs, ayant nécessité un arrêt total de l'acquisition.

Sur l'ensemble de la période étudiée, 73907 signaux trigger ont été enregistrés. La procédure de sélection des événements gerbe radiodétectés, reposant intégralement sur la reconstruction de la direction d'arrivée du front d'onde radio comme explicité précédemment, est appliquée à l'ensemble de ces données :

- 2225 événements ont une multiplicité (soit le nombre d'antennes ayant mesurées une impulsion électromagnétique) supérieure ou égale à 3, minimum nécessaire à l'utilisation de la procédure de triangulation
- 1139 événements ont une triangulation cohérente, c'est-à-dire que le temps de mesure des impulsions sur chaque antenne est compatible avec la propagation d'un plan d'onde
- 872 événements ont un plan d'onde radio reconstruit compatible avec le front de particules selon le critère de coïncidence angulaire entre la direction d'arrivée déterminée par le réseau de scintillateurs et le réseau d'antennes ( $\delta_{\text{ang}} < 25^\circ$ ), et le critère de coïncidence temporelle du passage du front d'onde et du front de particules de la gerbe au centre du réseau ( $\Delta_t < 200\text{ns}$ )
- 252 des événements radiodétectés sont des événements internes au réseau de scintillateurs : l'estimation de l'énergie de la particule primaire, ainsi que de la position du cœur de gerbe, sont utilisables

Le lot de 872 événements correspond donc à l'échantillon de gerbes radiodétectés par l'expérience CODALEMA. Parmi ce lot d'événements, 252 correspondent à des événements trigger internes pour lesquels nous disposons d'une estimation correcte de l'énergie de la particule primaire et de la position du cœur de gerbe fournie par le réseau de scintillateurs.

Pour une analyse de données ne nécessitant que la direction d'arrivée de la gerbe, comme typiquement l'analyse des distributions angulaires, l'ensemble des 872 événements radiodétectés peut être utilisé. Par contre, toute analyse nécessitant une connaissance de l'énergie de la gerbe ou de la position du cœur de gerbe impose l'utilisation du sous-ensemble réduit de 252 événements internes radiodétectés.

L'ensemble des caractéristiques de l'échantillon de données est résumé dans le Tableau 2.

Temps effectif de mesure	<b>383 jours</b>
Nombre de gerbes détectées par le réseau de scintillateurs (trigger)	<b>73 907</b>
Multiplicité antennes $\geq 3$	<b>2225 (3%)</b>
Multiplicité antennes $\geq 3$ et directions d'arrivée reconstruites au-dessus de l'horizon ( $\theta_{\text{ant}} < 90^\circ$ )	<b>1139 (1,54%)</b>
Gerbes radiodétectées (multiplicité antennes $\geq 3$ , $\theta_{\text{ant}} < 90^\circ$ , $\Delta_t < 200\text{ns}$ et $\delta_{\text{ang}} < 25^\circ$ )	<b>872 (1,18%)</b>
Gerbes internes trigger radiodétectées (énergie connue)	<b>252 (0,34%)</b>

Tableau 2- Caractéristiques de l'échantillon de données CODALEMA utilisé pour l'analyse

## II. Energie des rayons cosmiques

### a. Distribution en énergie

Dans la première configuration de CODALEMA, le seuil en énergie de détection radio avait été estimé à partir de l'acceptance estimée et du taux de comptage mesuré des événements. Dans la nouvelle configuration, le seuil radio en énergie de l'expérience CODALEMA est calculé directement en comparant les distributions issues des deux réseaux.

Pour estimer le seuil de détection radio, il faut étudier la dépendance en énergie du taux de comptage des gerbes internes détectées par le réseau d'antennes, et la comparer avec celle mesurée par les scintillateurs. Pour définir un spectre en énergies des rayons cosmiques radiodétectés, il faut connaître l'acceptance du réseau d'antennes. Cependant, le calcul de cette acceptance nécessite une connaissance précise du lobe des antennes et de la géométrie du réseau. A partir de ces informations, une simulation complète du fonctionnement du réseau permet de caractériser le comportement angulaire de ce dernier. Pour le moment, cette étude n'a pas été menée à terme et l'acceptance du réseau d'antennes n'est pas encore déterminée de manière définitive. Pour cette raison, les résultats présentés par la suite montreront des distributions et non des spectres en énergie.

La Figure 71 présente les distributions en énergies du nombre d'évènements détectés par jour et pour des énergies supérieures à  $10^{16}$  eV pour le réseau d'antennes et le réseau de scintillateurs. Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur relative sur chaque classe en énergie selon la relation  $\Delta N = \frac{\sqrt{N}}{N}$  avec N le nombre d'évènements par classe. L'erreur sur l'énergie (de 30% à  $10^{17}$  eV) est, comme précisé dans le chapitre , estimée par comparaison avec des simulations AIRES.

La distribution des rayons cosmiques mesurés par les scintillateurs suit une loi de puissance inverse, résultat évidemment attendu car entièrement dépendant du flux du rayonnement cosmique, lui-même décroissant en fonction de l'énergie selon une loi de puissance inverse en  $E^{-2.7}$  dans la gamme d'énergie étudiée. Le flux mesuré varie d'environ un évènement par jour à  $10^{16}$  eV à un évènement tous les 5 jours pour des énergies de  $7 \cdot 10^{17}$  eV.

Le rayon cosmique de plus basse énergie (estimée par le réseau de scintillateurs) détectée par le réseau d'antennes est de  $10^{16}$  eV avec un taux d'arrivée d'environ 1 évènement tous les cinquante jours. Puis la distribution augmente jusqu'à atteindre son maximum pour des énergies de  $9 \cdot 10^{16}$  eV avec environ un évènement par jour. Au-delà de ce maximum, le taux de comptage des gerbes radiodétectées diminue en fonction de l'énergie, se rapprochant fortement du taux de comptage mesuré par le réseau de scintillateurs. Ce résultat indique que l'efficacité de détection radio, c'est-à-dire le nombre d'évènements mesurés par le réseau d'antennes par rapport aux nombre d'évènements détectés par les scintillateurs, est croissante avec l'énergie de la particule primaire.

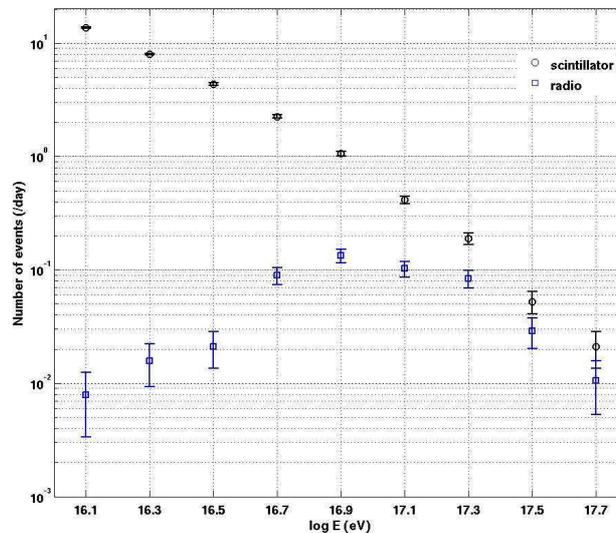


Figure 71- Distribution en énergie des évènements détectés par CODALEMA (en noir par le réseau de scintillateurs, en bleu par le réseau d'antennes)

## b. Efficacité de détection

L'efficacité de détection de CODALEMA est déduite en faisant le rapport de la distribution en énergie des événements radio par la distribution en énergie des événements trigger (Figure 72). Les barres d'erreur sont estimées à partir de l'erreur quadratique obtenue à partir des distributions présentées sur la Figure 71 par la formule :

$$\Delta \frac{N_{radio}}{N_{sci}} = \frac{N_{radio}}{N_{sci}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{radio}}{N_{radio}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{sci}}{N_{sci}}\right)^2}$$

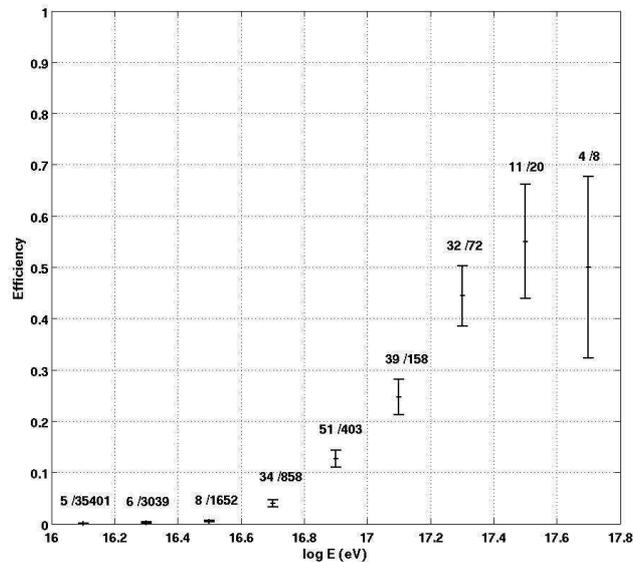


Figure 72- Efficacité de détection radio en fonction du logarithme de l'énergie

Bien que les premières gerbes puissent être détectées à partir de  $10^{16}$  eV, l'efficacité de CODALEMA est très faible à cette énergie, le taux d'efficacité de 10% n'étant atteint que pour des énergies de l'ordre de  $8 \cdot 10^{16}$  eV. Le seuil de détection radio en énergie peut alors être situé aux environs de  $5 \cdot 10^{16}$  eV, en se rappelant qu'un seul état de polarisation (antenne orientée selon la direction Est-Ouest) est mesuré dans la configuration actuelle de CODALEMA. La valeur de l'efficacité de détection n'est donc qu'indicative pour cette configuration.

Le maximum d'efficacité est atteint pour une énergie de l'ordre de  $6 \cdot 10^{17}$  eV, et se situe aux alentours de 50%. Toutefois, ce résultat ne tient pas compte des spécificités de la radiodétection par rapport à la détection de particules au sol, notamment de l'influence de la direction d'arrivée de la gerbe dans l'efficacité de création du champ électrique induit par mécanismes géomagnétiques. Nous verrons dans la Chapitre 5 que la prise en compte de cet effet permet de situer l'efficacité maximale de CODALEMA aux alentours de 80%.

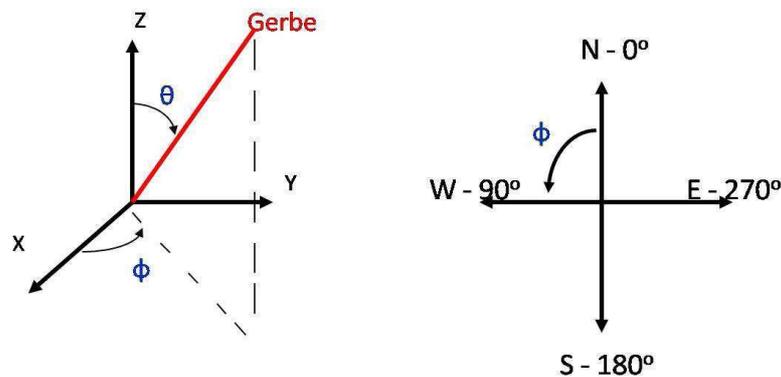
De plus, il est intéressant de constater que ces résultats sont cohérents avec l'estimation du seuil en énergie de l'expérience CODALEMA effectuée avec la première configuration qui ne fournissait aucune valeur de l'énergie liée à la gerbe (voir Chapitre 2), ainsi que les résultats obtenues par les expériences « pionnières » de radiodétection effectuées dans les années 1970, qui estimaient tous deux le seuil de détection radio à  $5 \cdot 10^{16}$  eV.

### III. Distributions angulaires

Nous définissons les directions d'arrivée dans le repère de l'expérience en coordonnées cylindriques par les angles  $\theta$  et  $\Phi$  (cf. Figure 73) avec :

- $\theta$  l'angle zénithal compris entre  $0^\circ$  (au zénith) et  $90^\circ$  (à l'horizon)
- $\Phi$  l'angle longitudinal compris entre  $0^\circ$  et  $360^\circ$

Les conventions de l'expérience CODALEMA pour l'angle longitudinal  $\Phi$  sont : le Nord pour une direction de  $\Phi=0^\circ$ , l'Ouest de  $\Phi=90^\circ$ , le Sud de  $\Phi=180^\circ$ , l'Est de  $\Phi=270^\circ$ .



$$0^\circ < \theta < 90^\circ \text{ (horizon)}$$

$$0^\circ < \phi < 360^\circ$$

Figure 73- Conventions des directions d'arrivée dans le cadre de l'expérience CODALEMA

#### a. Données du réseau de scintillateurs

Sur l'ensemble du temps de mesure, le réseau trigger de détecteurs de particules a observé 63536 gerbes cosmiques avec au moins les 5 stations centrales touchées. La distribution en angle zénithal  $\theta$  de ces événements est ajustable par une fonction tenant compte :

- de l'effet d'angle solide entraînant une dépendance en sinus  $\theta$ . En effet, la surface sur le ciel de la couronne définie par un angle solide d'angle zénithal  $d\theta$  sur tous les angles azimutaux valant  $dS = r^2 \cdot \sin \theta \cdot d\theta$ , la surface effective de ciel vue par les scintillateurs est d'autant plus grande que l'angle zénithal est grand.
- de la surface efficace du détecteur de particule entraînant une dépendance en cosinus  $\theta$ . Les scintillateurs étant constitués de plaques de plastique d'une surface de 80 cm sur 80 cm et d'une épaisseur de 4 cm, la surface de détecteur vue par une particule

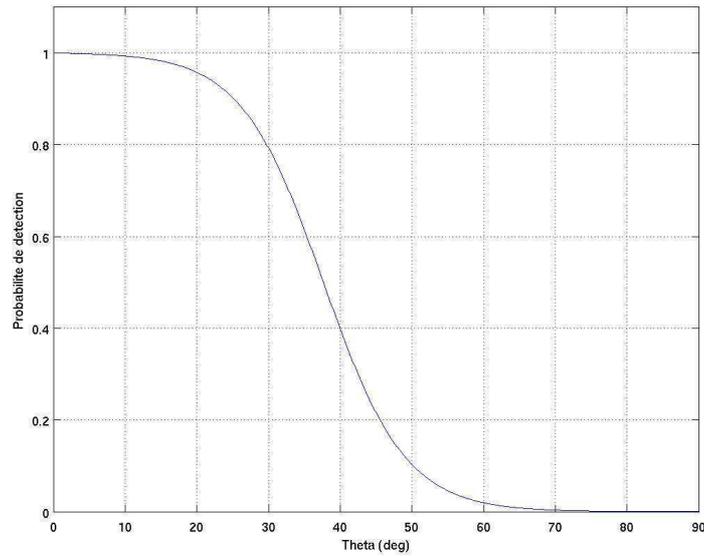
arrivant sur le scintillateur est maximale pour un angle zénithal de  $0^\circ$ , et minimale pour un angle zénithal de  $90^\circ$ , le parallélépipède rectangle de plastique du scintillateur étant alors vu par la tranche. Cet effet ne dépend donc que du type de détecteur de particule utilisé : pour des cuves Cerenkov à eau type Auger, le volume de détection est indépendant de l'angle zénithal

- de la surface effective de l'ensemble du détecteur de surface entraînant une dépendance en cosinus  $\theta$
- de l'extinction des gerbes (c'est-à-dire de l'annihilation des particules contenues dans la cascade par interaction avec l'atmosphère) en fonction de la distance parcourue dans l'atmosphère. Cette extinction concerne principalement la composante électromagnétique de la gerbe, toutefois, compte tenu de la surface des scintillateurs, la détection de muons à grand angle d'incidence des gerbes peut être considérée, en première approximation, comme marginale. Pour une même énergie de la particule primaire, une simulation de type AIRES ou CORSIKA permet d'estimer la distance minimale d'atmosphère que peut parcourir la gerbe en tenant compte du type et de la longueur d'interaction des particules. La distance parcourue dans l'atmosphère ne dépendant, pour une même énergie que de l'angle zénithal, il existe donc un angle  $\theta_{max}$  tel que la distance parcourue dans l'atmosphère  $d$  soit égale à la distance minimale simulée de développement de la gerbe  $d_{min}$ :

$$d(\theta_{max}) = d_{min}$$

Pour des angles zénithaux inférieurs à  $\theta_{max}$ , toutes les gerbes atteindront le sol et seront détectées par les scintillateurs, la distance parcourue dans l'atmosphère étant inférieure à la distance minimale simulée. Par contre, pour des angles zénithaux supérieurs à  $\theta_{max}$ , la probabilité d'une extinction de la gerbe sera d'autant plus grande que l'angle zénithal sera élevé. L'influence de cet effet d'extinction sur le taux de détection doit présenter un plateau à 100% pour de valeurs de  $\theta$  inférieures à  $\theta_{max}$ , puis un faible amortissement jusqu'à obtenir une valeur nulle aux alentours de  $\theta=60^\circ$ . Empiriquement, ce taux de détection en fonction de  $\theta$  est ajusté par une fonction de Fermi-Dirac (Figure 74), définie de façon générale par la relation :

$$\Gamma(a, b, c) = \frac{a}{1 + e^{\frac{\theta - b}{c}}}$$



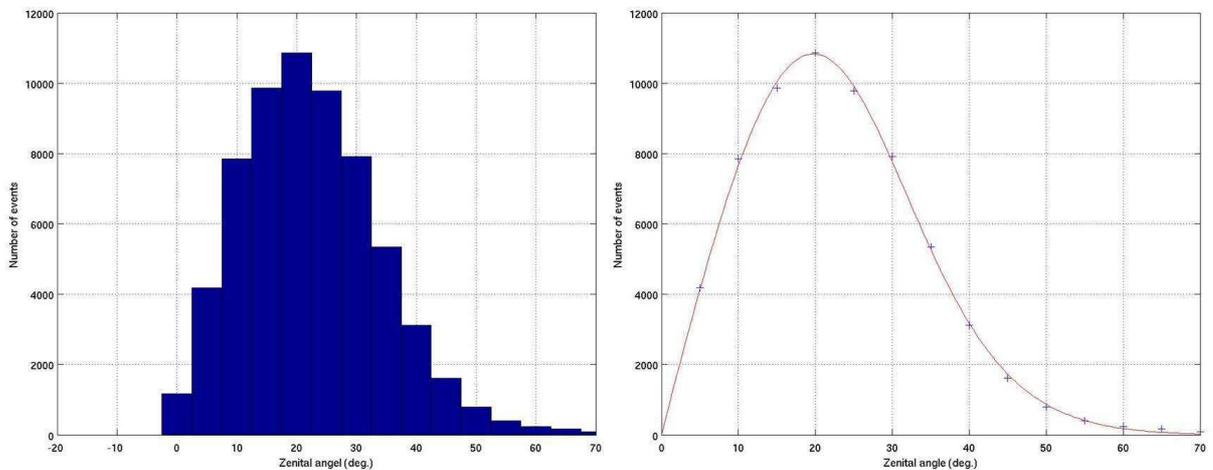
**Figure 74- Exemple de probabilité de détection en fonction de l'angle zénithal représentée par une fonction de Fermi-Dirac**

En prenant en compte tous ces critères, la distribution en angle zénithal  $\theta$  des évènements détectés par le réseau de scintillateurs est ajustable par une fonction de type :

$$F(\theta, a, b, c) = \sin(\theta) * \cos(\theta)^2 * \Gamma(\theta, a, b, c)$$

où a, b et c sont les paramètres libres de l'ajustement.

La Figure 75 montre la distribution en angle zénithal obtenue pour tous les évènements détectés, c'est-à-dire pour toutes les énergies dans la gamme de détection des scintillateurs (voir Figure 71). La couverture en angle zénithal  $\theta$  du ciel couvert par le réseau de détecteurs de particules de l'expérience CODALEMA s'étend jusqu'à des valeurs de  $70^\circ$ , pour un maximum situé à une valeur de  $\theta=22^\circ$ . Cette distribution est correctement ajustée par la fonction définie précédemment, le comportement expérimental des détecteurs de particules est donc conforme avec les prévisions théoriques et les expériences de détection au sol du même type.



**Figure 75- Distribution en angle zénithal des rayons cosmiques mesuré par le réseau de scintillateurs de l'expérience CODALEMA**

Toutefois, l'angle zénithal pour lequel la distribution d'évènements détectés est maximale dépend de l'énergie des gerbes considérées à cause du phénomène d'extinction décrit précédemment. La distribution angulaire présentée Figure 75 est principalement dominée par des gerbes d'énergie comprise entre  $5.10^{15}$  eV et  $10^{16}$  eV (ref quand il y aura la figure dans le chapitre 3). Dans l'optique d'une comparaison entre cette distribution angulaire et celle obtenue le réseau d'antennes de CODALEMA, il est nécessaire de sélectionner les évènements dont l'énergie estimée est supérieure au seuil en énergie de détection radio situé à  $5.10^{16}$  eV. Cette sélection va donc décaler la valeur du maximum de la distribution en angle zénithal  $\theta_{\max}$ .

Pour mettre en évidence cet effet, il faut seulement considérer les évènements scintillateurs internes, c'est-à-dire les évènements pour lesquelles l'estimation de l'énergie de la particule primaire est disponible. Notre échantillon n'est alors plus que de 41611 évènements.

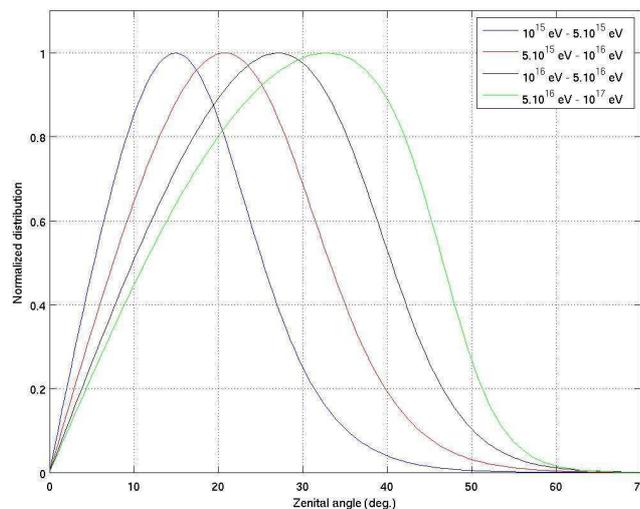


Figure 76- Distribution en angle zénithal pour le réseau de scintillateurs pour différentes gammes d'énergie

La Figure 76 représente les distributions en angle zénithal  $\theta$  des évènements détectés par le réseau scintillateurs pour différentes classes d'énergies. La valeur de  $\theta$  correspondant au maximum de la distribution augmente bien en fonction de l'énergie : pour des énergies inférieures à  $5.10^{15}$  eV,  $\theta_{\max}$  se situe autour de  $15^\circ$  ; pour des énergies au-delà de  $5.10^{16}$  eV,  $\theta_{\max}$  tend vers  $35^\circ$ . Au-delà d'une énergie seuil ou énergie de saturation (dépendant du type et de la configuration spatiale du réseau de détecteur de particules), toutes les gerbes de particule arrivent au niveau du sol : la fonction de Fermi-Dirac de correction  $\Gamma$  due à l'atténuation des particules dans l'atmosphère n'a plus de raison d'être, et on peut alors considérer que  $\Gamma = 1$ . Par conséquent, la fonction d'ajustement de la distribution angulaire en angle zénithal  $\theta$  des gerbes atmosphériques détectées par le réseau de scintillateurs devient :

$$F(\theta) = \sin(\theta) * \cos(\theta)^2$$

ce qui situe dans ce cas précis la valeur  $\theta_{\max}$  à  $38^\circ$ .

La distribution en angle azimutal  $\phi$  des directions d'arrivée des gerbes de particules détectées par le réseau de scintillateurs de l'expérience CODALEMA est donnée par la Figure 77. Compte tenu de l'isotropie de la direction d'arrivée des rayons cosmiques à ces énergies et de l'indépendance en angle azimutal des scintillateurs, cette distribution devrait être théoriquement uniforme. Toutefois, on peut remarquer un léger déficit d'évènements pour des angles compris entre  $0^\circ$  et  $100^\circ$ , c'est-à-dire sur le secteur Nord-Ouest du ciel. Ce phénomène

est expliqué par une incertitude des temps de retard induit par les câbles raccordant ces stations à la casemate d'acquisition, ce qui implique une reconstruction imprécise de la direction d'arrivée des fronts de particules dans cette direction particulière. Ce biais expérimental sera corrigé sur le terrain très prochainement.

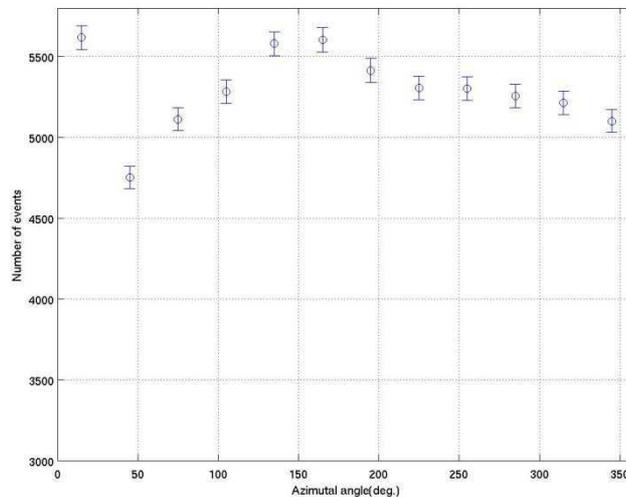


Figure 77- Distribution en angle azimutal des événements détectés par le réseau de scintillateurs

## b. Données du réseau d'antennes

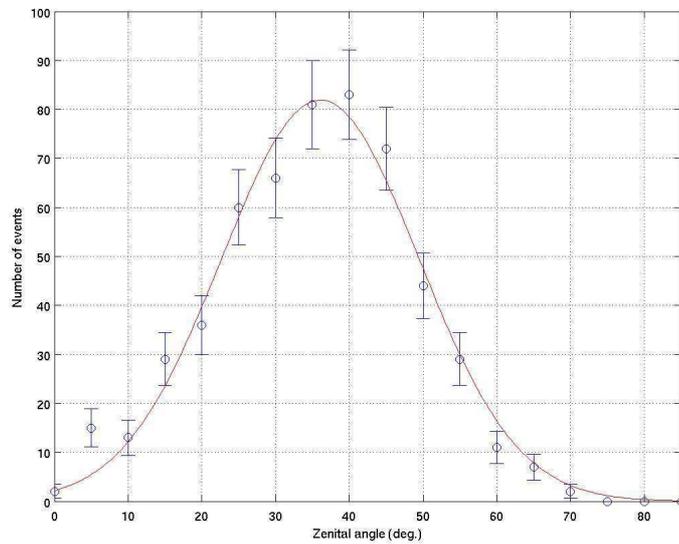
### i. Distribution en angle zénithal

On qualifie de **gerbes radiodétectées** les événements dont les plans reconstruits du front de particules et du front d'onde radio mesurée ont une différence de direction d'arrivée inférieure à  $20^\circ$  et un  $\Delta t_0$  inférieure à 200 nanosecondes (voir Figure 69). Sur l'ensemble de la durée de la prise de données, 673 gerbes ont été radiodétectées.

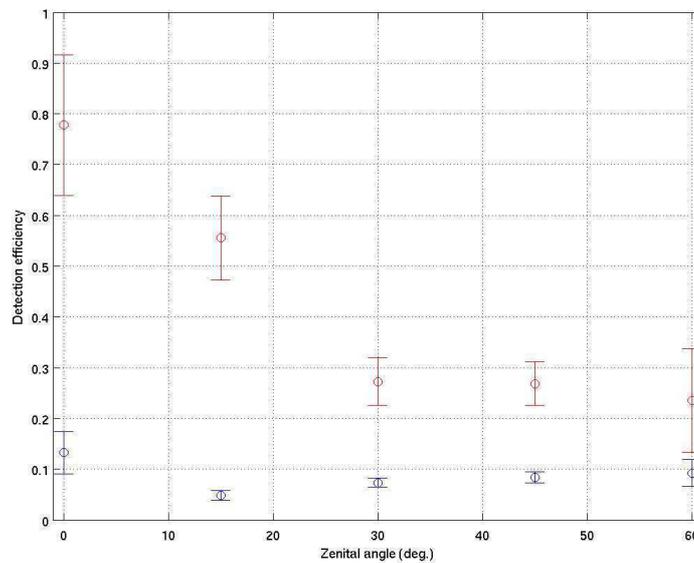
La distribution en angle zénithal de ces événements est donnée par la Figure 78. L'ajustement par une fonction gaussienne donne une valeur la plus probable de  $36^\circ$  et un écart-type de  $13.3^\circ$ . Cette distribution est corrélée à la distribution des événements mesurés avec le réseau de scintillateurs, mais une correction par la distribution en angle zénithal du réseau de particules n'est pas directement possible. En effet, le seuil en énergie du réseau de scintillateurs étant inférieure d'un ordre de grandeur à celui du réseau d'antennes ( $\sim 5.10^{15}$  eV pour les détecteurs de particules,  $\sim 5.10^{16}$  eV pour le réseau d'antennes), la distribution en énergie, et donc en angle zénithal, des deux détecteurs est différente à cause du phénomène d'extinction explicité précédemment. L'échantillon d'événements internes aux scintillateurs (c'est-à-dire les événements dont l'estimation de l'énergie est fiable) radiodétectés étant restreint à 175 événements d'énergie supérieure à  $5.10^{16}$  eV, il ne permet pas d'obtenir une distribution en angle zénithal  $\theta$  du réseau d'antennes entièrement décorrélée de celle du réseau trigger de scintillateurs, c'est-à-dire une distribution pour des événements de même énergie ou dans une gamme réduite d'énergie.

Toutefois, il est possible d'étudier, en première approximation, l'efficacité de détection en fonction de l'angle zénithal mesuré sur CODALEMA en effectuant une coupure basse sur l'énergie des rayons cosmiques détectés. La Figure 79 présente cette efficacité de détection en

fonction de deux coupures en énergies : la première pour des énergies supérieures à  $5 \cdot 10^{16}$  eV (correspondant au seuil de détection radio), la seconde pour des énergies supérieures à  $10^{17}$  eV (correspondant à 15% d'évènements radiodéTECTÉS).



**Figure 78- Distribution en angle zénithal des évènements détectés par le réseau d'antennes**



**Figure 79- Efficacité de détection en fonction de l'angle zénithal (en bleu pour des énergies supérieures à  $5 \cdot 10^{16}$  eV, en rouge pour des énergies supérieures à  $10^{17}$  eV)**

Pour des énergies supérieures à  $5 \cdot 10^{16}$  eV (courbe bleu), l'échantillon statistique est de 195 évènements radiodéTECTÉS pour 2216 triggers scintillateur. Toutefois, nous sommes très proches du seuil de détection radio, et l'efficacité de détection, faible (aux alentours de 10%), n'est que le reflet de cet effet de seuil.

Pour des énergies supérieures à  $10^{17}$  eV (courbe rouge), l'échantillon statistique est de 95 évènements radiodéTECTÉS pour 258 triggers scintillateurs, mais est situé au-dessus du seuil de détection radio. Deux tendances se détachent dans cette efficacité de détection :

- pour des angles zénithaux supérieurs à  $30^\circ$ , l'efficacité de détection est constante autour d'une valeur d'environ 30%
- pour les angles inférieurs à  $30^\circ$ , l'efficacité de détection est d'autant plus grande que l'angle zénithal est petit, jusqu'à un maximum d'environ 90% pour un angle zénithal nul.

Ces conclusions doivent être tempérées par le fait que les antennes dipolaires utilisées dans le cadre de l'expérience CODALEMA ne mesurent qu'une seule polarisation du champ électrique (dans la configuration actuelle, l'orientation des antennes est Est-Ouest). De fait, le réseau d'antennes est incapable de détecter un champ électromagnétique induit par une gerbe de particules polarisé perpendiculairement à l'orientation des antennes dipolaires, la projection de ce champ sur l'antenne étant nulle. De plus, un dipôle horizontal est aussi insensible à la polarisation verticale du champ. Une efficacité de détection de 100% n'est donc pas attendue dans ces conditions.

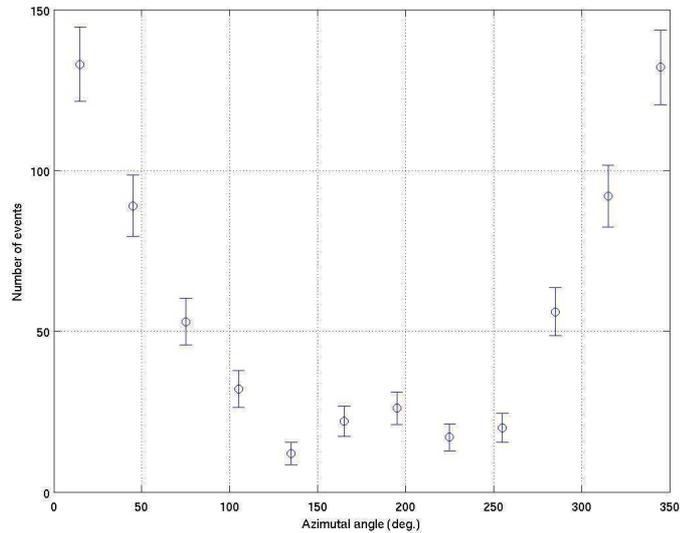
Les efficacités présentées Figure 79, et malgré l'approximation faite sur la correction en énergie due à la faible statistique, confirment effectivement un effet de seuil en énergie (l'efficacité de détection étant meilleure pour les gerbes d'énergie supérieure à  $10^{17}$  eV). Mais elles indiquent surtout que l'efficacité de détection du réseau d'antennes est meilleure pour des gerbes peu inclinées. Ce résultat est contradictoire avec les performances attendues pour une expérience de radiodétection. En effet, comme il l'a été expliqué dans le chapitre 2, un des avantages de la radiodétection est d'être plus sensible aux gerbes horizontales que les autres techniques de détection des rayons cosmiques.

Cette meilleure efficacité à faible angle zénithal ne remet pas en cause les potentialités de la technique de radiodétection, mais met probablement en évidence une limitation expérimentale induite par le détecteur radio lui-même. En effet, bien que les antennes dipolaires aient été conçus pour être le moins directives possibles (voir Chapitre 3), il n'en reste pas moins que dans les faits, la chute de gain entre un angle zénithal de  $0^\circ$  et un angle zénithal de  $30^\circ$  est estimée à 3 dB en puissance pour les antennes CODALEMA, soit un facteur 2 sur la tension mesurée. Cet effet de lobe contribue aussi probablement à la faible efficacité de détection du réseau d'antennes CODALEMA pour des gerbes inclinées à plus de  $30^\circ$  en angle zénithal.

Toutefois, les résultats concernant l'efficacité de détection en fonction de l'angle zénithal doivent encore être confirmés par une étude plus approfondie en faisant des coupures en classes d'énergies. En effet, une décorrélation totale entre la distribution en énergie des événements détectés par le réseau de scintillateurs et la distribution en angle zénithal du réseau d'antennes est primordial pour s'assurer que les résultats obtenus soient uniquement liés à un effet d'angle zénithal. Pour pouvoir conclure définitivement, l'unique solution est d'obtenir une statistique d'évènements suffisante pour chaque classe d'énergie.

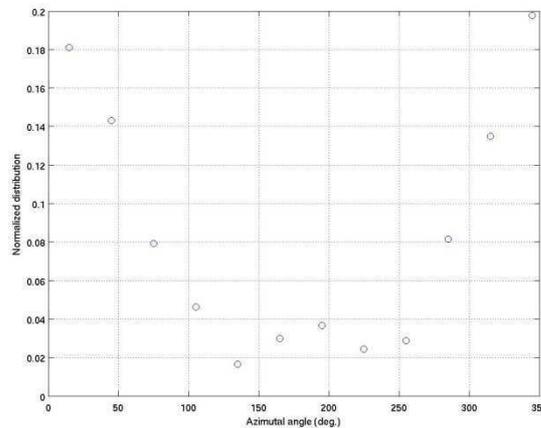
## ii. Distribution en angle azimutal

Une étude de la distribution en angle azimutal  $\varphi$  peut aussi être effectuée en utilisant le même échantillon de 673 gerbes radiodétectées.



**Figure 80- Distribution en angle azimutal des évènements radiodétectés par le réseau d'antennes de CODALEMA**

Cette distribution, présentée en Figure 80, montre un fort déficit en évènements pour les angles azimutaux entre  $100^\circ$  et  $250^\circ$ , c'est-à-dire dans la moitié Sud du ciel. La correction par la distribution en angle azimutal des évènements mesurés avec le réseau de scintillateurs (qui est uniforme sur l'ensemble des angles azimutaux (Figure 77)) ne modifie en rien cette asymétrie (voir Figure 81), l'effet observé est donc purement lié à la mesure radio.



**Figure 81- Distribution des angles azimutaux des évènements détectés par le réseau d'antennes corrigés par la distribution obtenue par le réseau de scintillateurs**

### iii. Comparaison avec les antennes log-périodiques

A ce stade, il est important de rappeler les résultats obtenus avec les premières mesures effectuées avec la configuration de l'expérience CODALEMA utilisant des antennes log-périodiques. En effet, lors de ces mesures, 112 événements ont été radiodéfectés et la distribution de leurs directions d'arrivée ne semblent pas présenter d'asymétrie Nord-Sud particulière (voir Figure 43).

Une question immédiate découle de cette distribution angulaire des événements uniforme: pourquoi la première configuration de CODALEMA ne présente t-elle pas d'asymétrie, alors que cette dernière est flagrante dans la configuration actuelle de l'expérience ? Une réponse possible réside dans les différences entre les caractéristiques intrinsèques des 2 types d'antennes utilisées :

- les dipôles mesurent une polarisation linéaire, tandis que les antennes spirales log-périodiques mesurent une polarisation circulaire
- les dipôles mesurent les champs électromagnétiques en pleine bande, alors que les antennes log-périodiques utilisent un filtre physique 24-82 MHz
- les dipôles ont un lobe symétrique par rapport à l'axe Est-Ouest, tandis que le lobe des antennes log-périodiques présente un maximum vers le Sud dans la direction de pointage de l'antenne. Orientées à 23° en angle zénithal vers le Sud, les antennes log-périodiques favorisent la détection dans l'axe du champ géomagnétique terrestre

Ces différences permettent d'avancer l'hypothèse que les antennes log-périodiques pourraient être beaucoup moins sensibles aux effets géomagnétiques que les dipôles actifs, de part leur meilleure sensibilité notamment vers le Sud et l'axe géomagnétique, ainsi que par leur capacité à mesurer toutes les polarisations du champ induit.

Toutefois, les changements effectués sur l'expérience CODALEMA pour le passage de la première à l'actuelle configuration ont été multiples :

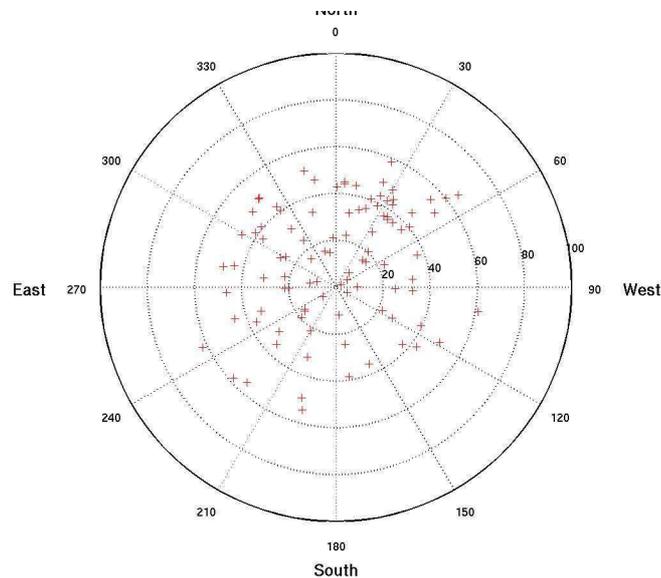
- changement du trigger scintillateur (passage des stations LAL aux stations LPSC et augmentation du nombre de détecteurs)
- changement du système d'acquisition (remplacement des oscilloscopes 8 bits par des cartes MATAcq 12 bits)
- changement de la configuration géométrique du réseau d'antennes (transition d'une ligne Est-Ouest vers une configuration en croix dans les directions Nord-Sud et Est-Ouest)

Avant de conclure définitivement en faveur d'un effet d'antenne, il est nécessaire d'écarter la possibilité d'une influence des trois changements précédents sur les résultats obtenus concernant l'asymétrie Nord-Sud.

Pour cela, nous avons utilisé les données obtenus durant la période transitoire entre la première configuration et l'actuelle. En effet, comme il a été précisé dans le chapitre précédent, l'expérience CODALEMA a fonctionné pendant quelques mois en configuration hybride, c'est-à-dire avec le système actuel de trigger et d'acquisition, mais en utilisant simultanément une ligne de 7 dipôles dans la direction Nord-Sud, et une ligne de 7 antennes log-périodiques dans la direction Est-Ouest.

Durant cette période de fonctionnement hybride, 98 événements ont été radiodéfectés avec la distribution angulaire montrée par la Figure 82. Dans cette distribution, 33% des événements se situent dans la moitié Sud du ciel (à titre de comparaison, seul 19% des événements se

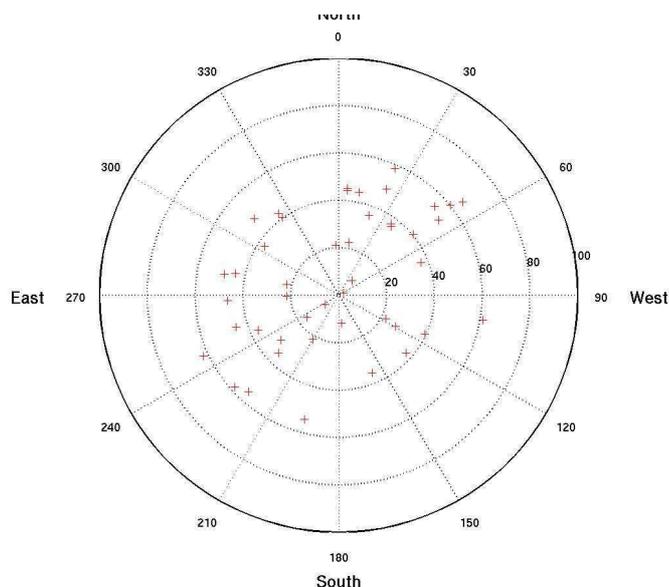
situent dans la moitié Sud dans le cas de la configuration dipôle « pur »). Il existait donc déjà une légère asymétrie Nord-Sud avec la configuration hybride, mais l'intérêt principal de ces données est de permettre une comparaison directe et indépendante entre le comportement des deux lignes d'antennes.



**Figure 82- Distribution dans le ciel de la direction d'arrivée des évènements radiodétectés pendant la période de fonctionnement hybride dipôle log-périodique**

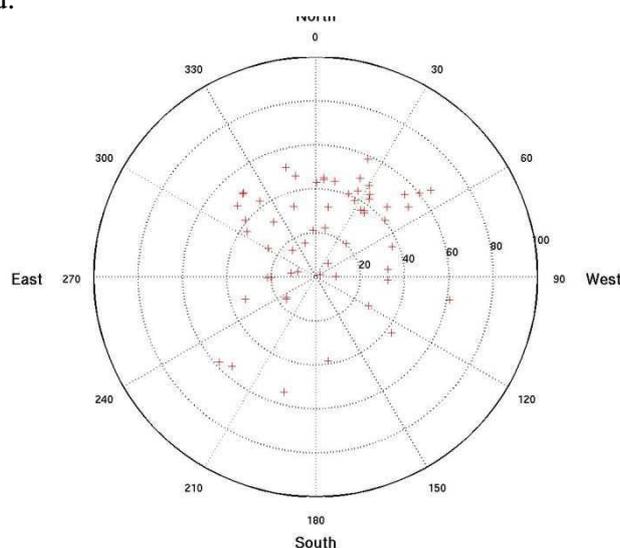
Pour cela, il faut considérer chaque ligne comme totalement indépendante l'une de l'autre : nous recherchons quels évènements auraient été radiodétectés par chaque ligne seule, c'est-à-dire que nous recherchons quels évènements ont touchés au moins trois antennes dans l'une ou l'autre ligne.

Dans le cas des antennes log-périodiques, 47 évènements auraient été considérés comme radiodétectés en utilisant uniquement cette ligne de détecteurs. La distribution angulaire, montrée sur la Figure 83 présente une très faible asymétrie Nord-Sud, 44% des évènements se situant dans la moitié Sud.



**Figure 83- Distribution dans le ciel de la direction d'arrivée des évènements radiodétectés vus par la ligne d'antennes log-périodiques seule**

Par contre, en effectuant la même opération sur la ligne de dipôles seule, nous pouvons nous rendre compte que la distribution angulaire des évènements considérés présente clairement une asymétrie Nord-Sud.



**Figure 84- Distribution sur le ciel de la direction d'arrivée des évènements radiodétectés par la ligne de dipôles seule**

Dans ce cas, seulement 24% des évènements se trouvent dans la moitié Sud. En configuration hybride, les dipôles voyaient donc déjà un déficit d'évènements au Sud, alors que les antennes log-périodiques n'y étaient que très peu sensibles.

Le système de trigger et d'acquisition étant le même que celui actuellement utilisé, seule une influence de la configuration géométrique des réseaux d'antennes pourrait expliquer nos résultat d'asymétrie autrement que par une différence de détecteur radio.

Pour écarter définitivement cette hypothèse, il suffit de reproduire cette étude sur la configuration actuelle en considérant chaque ligne de dipôles, Est-Ouest et Nord-Sud comme indépendantes. On remarque que l'asymétrie est strictement la même, quelle que soit l'orientation de la ligne utilisée : il n'y a pas d'effet géométrique.

En conclusion, les caractéristiques intrinsèques des antennes log-périodiques, entraînant un gain important vers les Sud, semblent être la raison pour laquelle elles ne peuvent pas voir clairement le déficit prévu d'évènements proche de l'axe géomagnétique terrestre.

Par contre, il est impossible pour le moment de conclure sur la raison physique de ce phénomène, puisque nous ignorons si cette différence est due à la polarisation circulaire ou à la meilleure sensibilité des antennes, et notamment vers le Sud. Pour répondre à cette question, il sera nécessaire d'utiliser le réseau décamétrique (DAM) de Nançay, seul détecteur utilisant encore les antennes log-périodiques, en coïncidence avec le trigger scintillateur de l'expérience CODALEMA.

# Chapitre 5- Résultats

## I. Asymétrie Nord-Sud

Les modèles théoriques actuels considèrent les effets géomagnétiques comme mécanismes privilégiés dans la création du champ électromagnétique induit par le passage d'une gerbe cosmique dans l'atmosphère, bien qu'aucune preuve expérimentale définitive n'ait pu, jusqu'à aujourd'hui, permettre de conclure définitivement sur la prépondérance de ces phénomènes. Les mécanismes géomagnétiques supposent une création du champ électrique par les particules chargées de la gerbe soit par effet géosynchrotron, soit par création de dipôles élémentaires électron-positron. Ces deux mécanismes reposent sur le principe élémentaire d'une déflexion des particules chargées par le champ géomagnétique terrestre, selon le principe général de la force de Lorentz défini pour une particule par l'équation :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$$

avec  $q$  la charge de la particule,  $\vec{v}$  sa direction d'arrivée et  $\vec{B}$  la direction du champ magnétique auquel est soumis cette particule. La force de Lorentz dépend donc de l'angle entre la direction d'arrivée de la particule et du champ magnétique appliqué : elle est nulle pour un angle de  $0^\circ$ , et maximale pour un angle de  $90^\circ$ .

Dans le cas d'une gerbe atmosphérique de particules, la force de Lorentz appliquée aux particules chargées va donc dépendre de l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et la direction du champ magnétique terrestre. Pour des gerbes de même énergie, et quel que soit le mécanisme géomagnétique mis en jeu, la valeur du champ induit, que l'on peut supposer proportionnelle à la force de Lorentz, va donc dépendre des directions d'arrivée des cascades de particules : plus la gerbe sera angulairement proche du champ géomagnétique, plus la valeur de la force de Lorentz (et à priori du champ induit) sera faible. Pour des expériences de radiodétection comme CODALEMA ou LOPES qui travaillent au seuil radio de détection en énergie, la conséquence expérimentale de ces processus d'émission géomagnétiques est de créer un déficit en évènements détectés dans la région proche de l'axe géomagnétique où les mécanismes de création de champ électrique seront le moins efficaces.

L'existence d'un déficit d'évènements radiodétectés a déjà été mise en évidence par l'expérience, précédemment décrite, d'Haverah Park (43), bien que la statistique réduite de l'époque ait empêché une conclusion définitive. L'asymétrie Nord-Sud observée par les antennes dipolaires du réseau CODALEMA est-elle liée à ces phénomènes et constitue-t-elle une première signature expérimentale de la contribution des effets géomagnétiques dans les mécanismes de création de champ ? C'est la question qu'il a fallu se poser dès les premières prises de données qui ont fait apparaître l'existence d'un déficit en évènements dans la moitié Sud du ciel.

# 1. Signature d'un effet géomagnétique

Dans un premier temps, une nouvelle observable angulaire a été utilisée : l'angle  $\alpha$  correspondant à l'angle entre l'axe du champ géomagnétique terrestre et la direction d'arrivée de la gerbe atmosphérique radiodétectée (Figure 85). A Nançay, l'axe géomagnétique est orienté, dans le repère de l'expérience, vers le Sud, c'est-à-dire un angle azimutal  $\varphi=180^\circ$ , et présente une inclinaison d'angle zénithal de  $\theta=27^\circ$  (53).

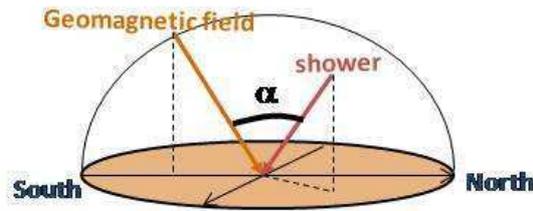
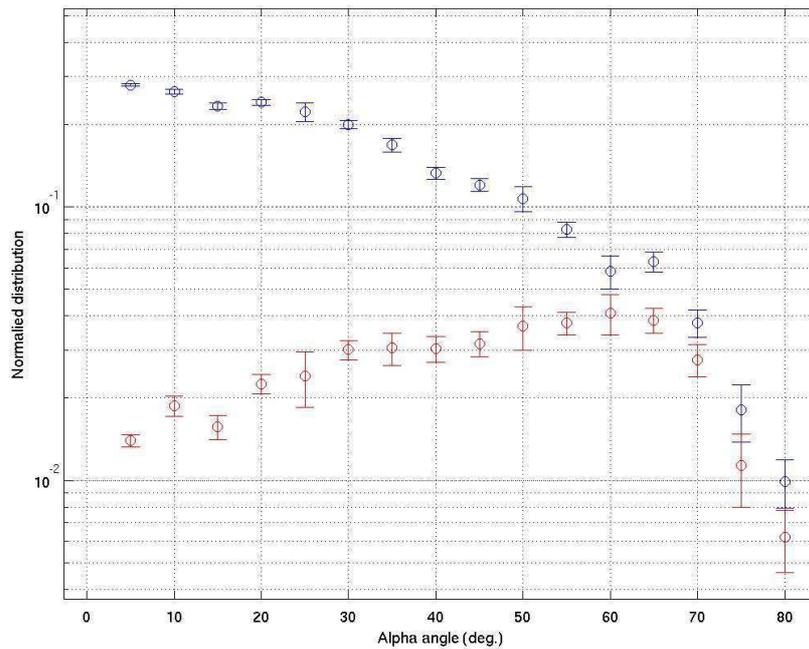


Figure 85- Définition géométrique de l'angle  $\alpha$  entre la direction d'arrivée de la gerbe et l'axe du champ géomagnétique terrestre

La Figure 86 présente la distribution des événements internes d'énergie supérieure au seuil de détection radio estimé, c'est-à-dire à des gerbes d'énergie supérieure à  $5.10^{16}$  eV. Cette distribution est normalisée par le nombre d'événements trigger, et corrigée de l'effet d'angle solide en  $\sin \alpha$ .

Dans le cas du réseau de particules, nous pouvons observer que la distribution est maximale pour des angles  $\alpha$  faibles, et qu'elle diminue lorsque  $\alpha$  augmente. Ce résultat est totalement cohérent avec la distribution observé pour les angles zénithaux (voir Figure 75), la distribution en angles azimutaux des détecteurs de particules pouvant être considéré comme uniforme.



**Figure 86- Distribution en fonction de l'angle  $\alpha$  des événements détectés par le réseau de scintillateurs (en bleu) et le réseau d'antennes (en rouge)**

Dans le cas du réseau d'antennes, le nombre de gerbes détectées est minimale pour des petites valeurs de  $\alpha$ , et augmente jusqu'à  $60^\circ$ . Au-delà de cette valeur, la distribution décroît en rejoignant celle des scintillateurs. Ces résultats indiquent l'existence d'un effet géomagnétique car le nombre d'évènements radiodétectés par l'expérience CODALEMA augmente quand la direction d'arrivée de la gerbe s'éloigne de l'axe géomagnétique. Cet effet est clairement mis en évidence sur la courbe d'efficacité de détection en fonction de l'angle  $\alpha$  déduite de ces deux distributions (Figure 87). Pour des angles inférieurs à  $20^\circ$ , l'efficacité de détection de l'expérience CODALEMA reste inférieure à 10%.

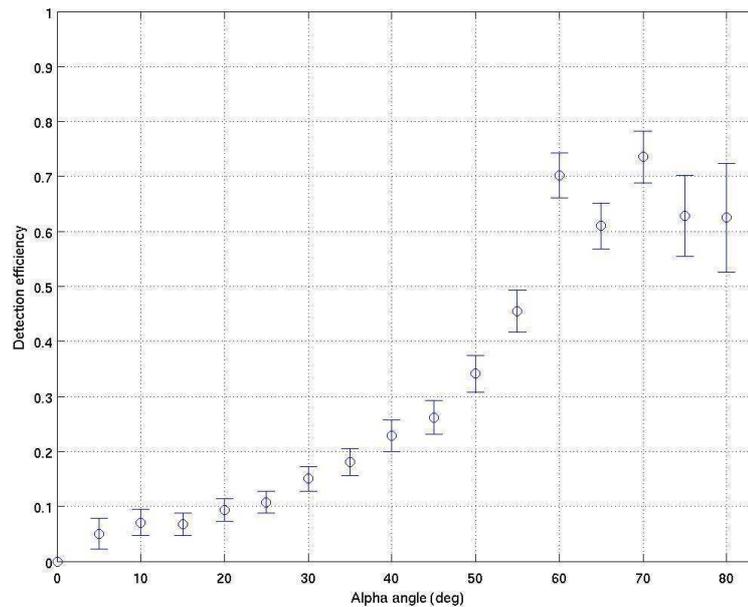


Figure 87- Efficacité de détection de l'expérience CODALEMA en fonction de l'angle  $\alpha$

Puis l'efficacité augmente jusqu'à atteindre une valeur de 70% pour un angle  $\alpha$  de 60°. Au-delà de cette valeur, nous ne pouvons pas explorer cette zone angulaire en raison de la faible efficacité de détection du trigger scintillateurs pour de grands angles zénithaux. En théorie, un mécanisme géomagnétique de création de champ attendrait son maximum d'efficacité pour un angle  $\alpha$  de 90° puisque la norme de la force de Lorentz est maximale à cet angle.

La Figure 88 représente, pour chaque évènement interne radiodéecté, l'énergie des gerbes estimée par le réseau de scintillateurs en fonction de l'angle  $\alpha$ . Tous les évènements de faible énergie (c'est-à-dire pour des énergies comprises entre le seuil de détection radio estimé de  $5 \cdot 10^{16}$  eV et  $10^{17}$  eV) ne sont mesurés que pour des valeurs de  $\alpha$  supérieures à 30°. En-dessous de cette valeur, seuls les évènements d'énergie supérieure à  $10^{17}$  eV sont détectés. Il existe donc bien un effet de seuil en énergie, plus facilement visible en moyennant cette distribution (Figure 89) : plus l'angle  $\alpha$  est petit, plus l'énergie de la gerbe doit être grande pour pouvoir compenser la diminution du champ électrique induit par les processus d'émission géomagnétiques.

Historiquement, cette étude en angle  $\alpha$  a été en premier lieu faite pour expliquer physiquement l'apparition de l'asymétrie Nord-Sud dans les données de la nouvelle configuration de CODALEMA. Les dépendances observées, que ce soit en termes d'efficacité de détection ou en termes de seuil de détection en énergie, constituent une première signature expérimentale d'un effet géomagnétique de création de champ (54).

Toutefois, la question se pose alors de savoir si le comportement observé par l'expérience est bien celui qui est attendu par la théorie. Les modèles théoriques actuels reposent sur une description d'un mécanisme précis, géosynchrotron ou création de paires, mais les prévisions théoriques obtenues ne permettent pas, pour le moment, de discriminer expérimentalement la prédominance de l'un ou de l'autre dans la création d'un champ électrique induit. Plutôt que d'essayer de confronter ces modèles complexes aux données de l'expérience, nous avons proposé un modèle simplifié se basant sur la source commune de tous les mécanismes géomagnétiques : la déflexion des particules chargées par la force de Lorentz.

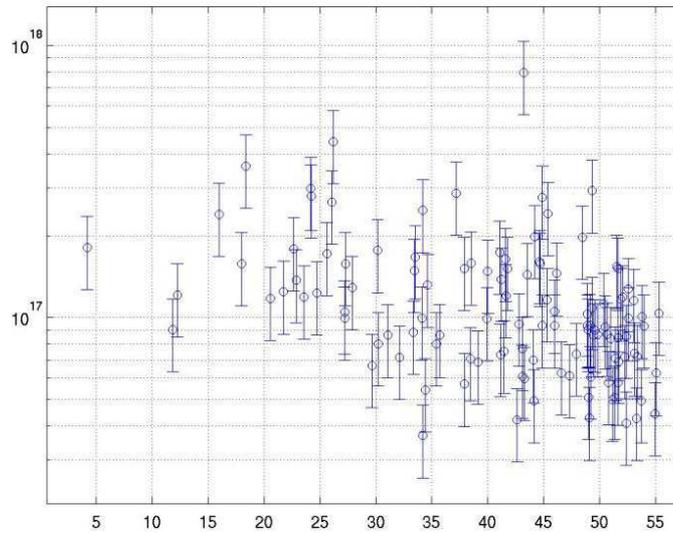


Figure 88- Energie des évènements radiodéTECTés en fonction de l'angle  $\alpha$

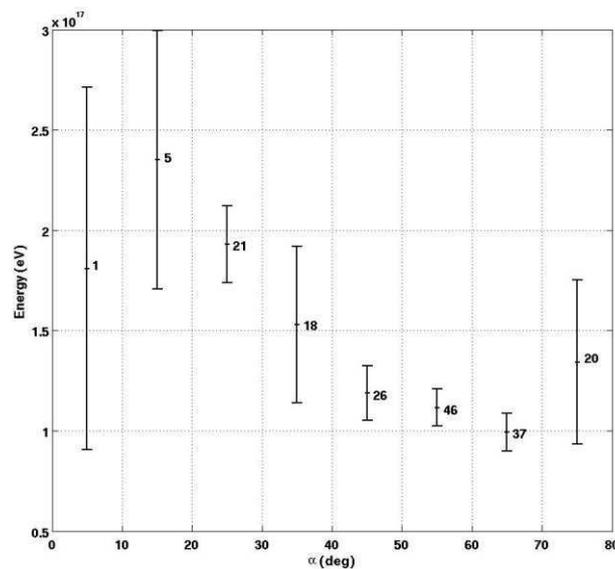


Figure 89- Distribution de l'énergie des évènements radiodéTECTés en fonction de l'angle  $\alpha$

## 2. Modèle géomagnétique simplifié

Le modèle géomagnétique simplifié repose entièrement sur l'hypothèse que le champ électrique induit par une gerbe est uniquement dû à une déviation des charges dans le champ magnétique terrestre (CMT) par action de la force de Lorentz. Nous pouvons alors, en première approximation, considérer que la valeur du champ  $E$  est directement proportionnelle à l'intensité de la force de Lorentz à laquelle sont soumises les particules chargées de la gerbe. On définit l'intensité du champ électrique induit  $E$  comme la norme du produit vectoriel du

vecteur unitaire représentant la direction d'arrivée de la gerbe  $\vec{v}$  et du vecteur unitaire représentant la direction de l'axe géomagnétique  $\vec{B}$  :

$$E \cong |\vec{v} \wedge \vec{B}|$$

avec  $\|\vec{v}\| = 1$ ,  $\|\vec{B}\| = 1$  et  $q = 1$ .

Les vecteurs  $\vec{v}$  et  $\vec{B}$  sont définis, dans le repère de CODALEMA par :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{e}_x \\ \vec{e}_y \\ \vec{e}_z \end{pmatrix} \text{ et } \vec{B} = \begin{pmatrix} -\sin 27 \\ 0 \\ \cos 27 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{e}_x \\ \vec{e}_y \\ \vec{e}_z \end{pmatrix}$$

avec  $(\theta, \varphi)$  représentant la direction d'arrivée de la gerbe en coordonnées polaires, et la direction de l'axe du champ magnétique terrestre à Nançay.

Les composantes du champ E sont donc :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cdot \sin \varphi \cdot \cos 27 \\ -\sin \theta \cdot \cos \varphi \cdot \cos 27 - \cos \theta \cdot \sin 27 \\ \sin \theta \cdot \sin \varphi \cdot \sin 27 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{e}_x \\ \vec{e}_y \\ \vec{e}_z \end{pmatrix}$$

Les conséquences de l'hypothèse de départ du modèle géomagnétique simplifié sont doubles :

- Le champ E est orienté perpendiculairement à l'axe géomagnétique et la direction d'arrivée de la gerbe : la polarisation du champ électrique induit est donc nécessairement linéaire. Une antenne travaillant dans une polarisation précise ne mesurera donc que la projection du champ E sur cette direction particulière.
- Le champ E défini ici n'est pas une estimation réelle de la valeur du champ électrique qui sera effectivement mesuré par une expérience de radiodétection, mais est uniquement représentatif de l'intensité de la force de Lorentz en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe. Le champ électrique réel étant également proportionnel à l'énergie de la particule primaire, c'est-à-dire au nombre de particules contenues dans la gerbe, une carte de couverture du ciel utilisant ce modèle n'est pas valable pour toutes les gammes d'énergie. Toutefois, elle est parfaitement utilisable dans le cadre d'une comparaison avec les données d'une expérience travaillant au seuil en énergie de détection radio, ce qui est le cas de l'expérience CODALEMA.

Dans le cas d'une antenne sensible à toutes les polarisations du champ, la norme du champ E sera proportionnelle à  $\sin \alpha$ , c'est-à-dire nulle pour une direction d'arrivée de la gerbe égale à l'axe du champ géomagnétique, et maximal pour un angle de  $90^\circ$ . La carte de couverture du ciel dépendant de la position de l'axe géomagnétique peut ainsi être prédite (Figure 90), représentant simplement la valeur de  $\sin \alpha$  pour toutes les directions d'arrivée possibles. Cette carte représente donc la distribution d'évènements attendue pour un détecteur radio idéal, sensible à toutes les polarisations du champ électrique induit et mesurant une distribution isotrope d'évènements cosmiques.

Il est nécessaire de rappeler que la carte de couverture présentée ici n'est pas représentative de la distribution d'évènements attendue pour toutes les énergies. En effet, une gerbe induite par

une particule primaire d'ultra haute énergie et subissant une faible force de Lorentz va créer un champ électrique comparable à celui induit par une gerbe de plus faible énergie subissant une force de Lorentz plus importante. A ultra haute énergie, la distribution d'évènements attendue est donc uniforme. Toutefois, dans le cadre d'une expérience de radiodétection travaillant au seuil en énergie de détection radio, le champ électrique induit par une gerbe subissant une faible force de Lorentz peut ne pas être mesuré par le réseau d'antennes.

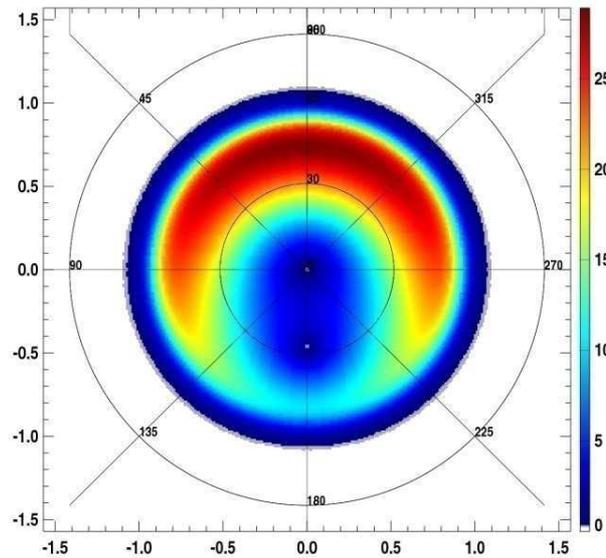


Figure 90- Carte de couverture du ciel en  $\alpha$

Pour comparer cette carte de couverture idéale avec les données obtenues par l'expérience CODALEMA, il est nécessaire d'introduire des paramètres supplémentaires permettant de se rapprocher des conditions expérimentales. Il faut donc corriger cette distribution en tenant compte de paramètres primordiaux :

- la distribution en angle zénithal  $\theta$  du trigger particule
- l'utilisation d'antennes dipolaires ne mesurant que la polarisation Est-Ouest du champ électrique
- le lobe, c'est-à-dire le gain de l'antenne en fonction de la direction d'arrivée

En effet, comme il a été présenté au Chapitre 4, la distribution en angle zénithal  $\theta$  du trigger de CODALEMA n'est pas isotrope, mais est compatible avec une fonction de type  $\sin(\theta) \cdot \cos(\theta)^2 \cdot \Gamma(\theta)$ , où  $\Gamma$  est une fonction de Fermi-Dirac représentant le phénomène d'extinction de gerbe en fonction de l'énergie et de la distance parcourue dans l'atmosphère. Pour tenir compte du comportement angulaire du trigger, la carte de couverture doit être corrigée par cette fonction de Fermi-Dirac déterminée pour des évènements d'énergie supérieure à  $10^{17}$  eV (maximum de la distribution en énergie des évènements radiodéTECTÉS).

De plus, l'antenne dipolaire utilisée dans le cadre de l'expérience CODALEMA est une antenne à polarisation linéaire : elle n'est pas donc pas sensible à toutes les polarisations du champ. Les antennes étant orientées suivant l'axe Est-Ouest, elles ne sont donc sensibles qu'à la projection du vecteur  $\vec{E}$  suivant l'axe  $\vec{e}_y$ .

Une dernière correction est nécessaire car, comme présenté dans le Chapitre 3, toute antenne est définie par son lobe (représentant sa directivité), c'est-à-dire son gain en fonction de la direction d'arrivée du champ électromagnétique détecté. Comme le montre la Figure 91, le

dipôle tel qu'il est orienté actuellement dans l'expérience, c'est-à-dire dans l'axe Est-Ouest, est principalement sensible aux champs arrivant dans la direction Nord-Sud.

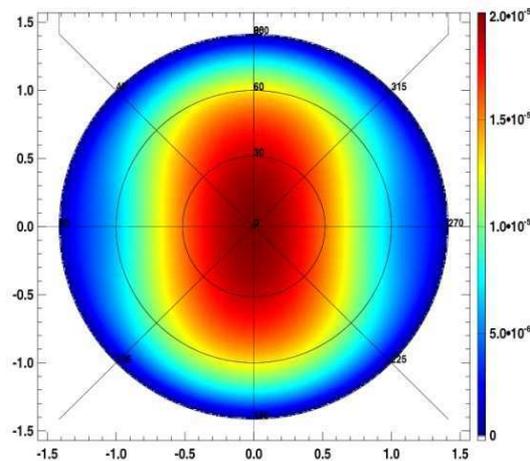


Figure 91- Projection sur le ciel du lobe d'antenne du dipole actif orienté sur l'axe Est-Ouest (obtenu par simulation EZNEC)

En tenant compte de ces trois corrections, nous pouvons redéfinir la couverture de l'ensemble du système trigger scintillateurs et réseau d'antennes de CODALEMA comme :

$$Couverture(\theta, \varphi) = |(\overline{v(\theta, \varphi)} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y|. \Gamma(\theta). Lobe(\theta, \varphi)$$

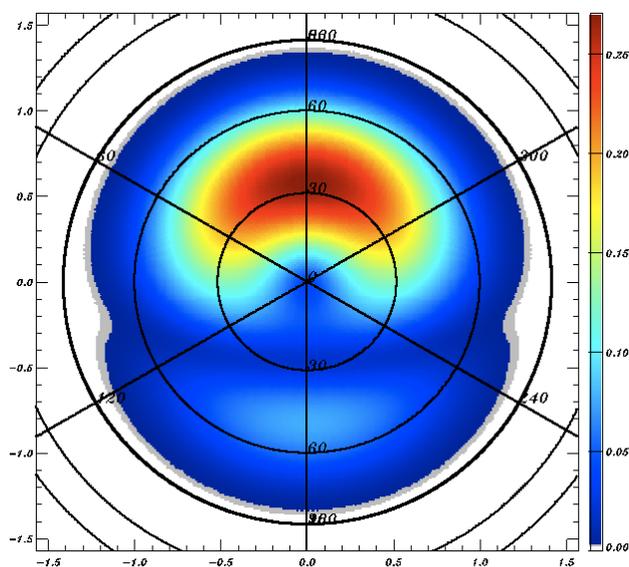


Figure 92- Carte de couverture du ciel de l'expérience CODALEMA prédite par le modèle géomagnétique simplifié

Cette carte de couverture prédite, présentée sur la Figure 92, montre effectivement que le champ électrique E prévu par le modèle géomagnétique simplifié est maximum dans la moitié Nord du ciel, et présente également un déficit au niveau de l'axe géomagnétique. On prévoit une augmentation du nombre d'évènements détectés vers le Sud en s'éloignant de ce dernier.

Avant d'effectuer une comparaison entre la simulation et les données mesurées par l'expérience CODALEMA, il est intéressant de présenter les cartes de couverture prévues pour une polarisation d'antenne Nord-Sud (c'est-à-dire une antenne dipolaire CODALEMA orientée dans la direction Nord-Sud) (Figure 93), et pour une polarisation verticale (Figure 94).

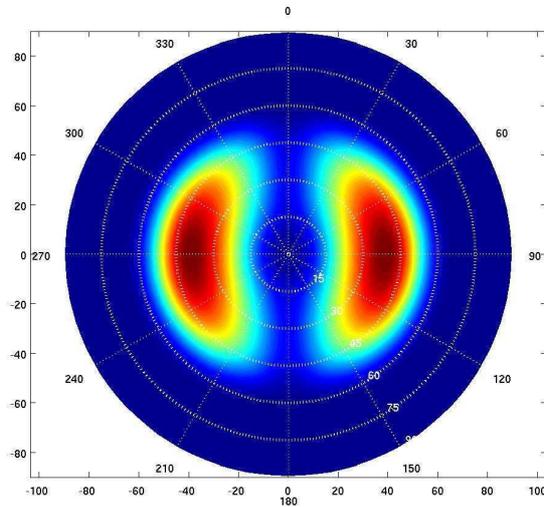


Figure 93- Carte de couverture prédite par le modèle géomagnétique simplifié pour une polarisation d'antenne Nord-Sud

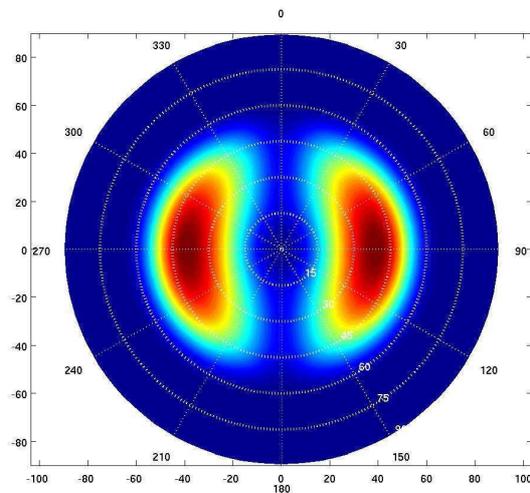


Figure 94- Carte de couverture du ciel prévue pour la composante verticale du champ

Les deux cartes de couvertures obtenues sont relativement semblables, ce qui est prévu par les relations décrivant les trois composantes du champ E : la composante de E suivant l'axe Nord-Sud et la composante de E selon l'axe vertical sont liés par la relation :

$$\frac{E_{Vert}}{E_{NS}} = \tan 27^\circ$$

Cette simple constatation est expérimentalement importante puisqu'elle signifie que la mesure d'une seule de ces polarisations permet de déduire la valeur de l'autre. Une expérience de radiodétection mesurant uniquement deux polarisations, la polarisation Est-Ouest et au choix

la polarisation Nord-Sud ou verticale, serait alors capable de déterminer la valeur du champ électrique total.

De plus, les cartes de couvertures pour une polarisation Nord-Sud et verticale sont symétriques et ne présentent donc pas d'asymétrie particulière liée aux effets géomagnétiques comme celle obtenue par la carte de couverture pour la polarisation Est-Ouest. En termes d'efficacité, une expérience de radiodétection travaillant au seuil de détection radio devrait à priori mesurer plus d'évènements en utilisant une polarisation Nord-Sud qu'une polarisation Est-Ouest, puisque la surface de ciel couverte serait plus grande. Cette constatation n'est valable qu'au seuil de détection radio, pour les ultra hautes énergies, les cartes de couverture sont uniformes quelque soit la polarisation considérée.

### 3. Comparaison avec les résultats expérimentaux

La direction d'arrivée de l'ensemble des évènements radiodéfectés par l'expérience CODALEMA est présentée sur la partie gauche de la Figure 95. La partie de droite de la Figure 95 représente la densité d'évènements à surface de sphère céleste constante de  $10^\circ$ . L'accumulation d'évènements dans la moitié Nord du ciel est ainsi nettement mise en évidence, et la carte de couverture expérimentale présente un comportement similaire à la carte de couverture prédite pour l'expérience CODALEMA (Figure 92). Pour caractériser cette concordance, des directions d'arrivée (sur un lot de 693 évènements expérimentalement radiodéfectés) sont tirées aléatoirement dans la carte de couverture prédite par le modèle géomagnétique simplifié. Les distributions en angle zénithal et azimutal ainsi obtenus sont alors comparées aux distributions expérimentales (Figure 96). On constate que les données simulées suivent le comportement vu expérimentalement, et particulièrement sur la distribution en angle azimutal où le maximum local dans la moitié Sud du ciel est reproduit.

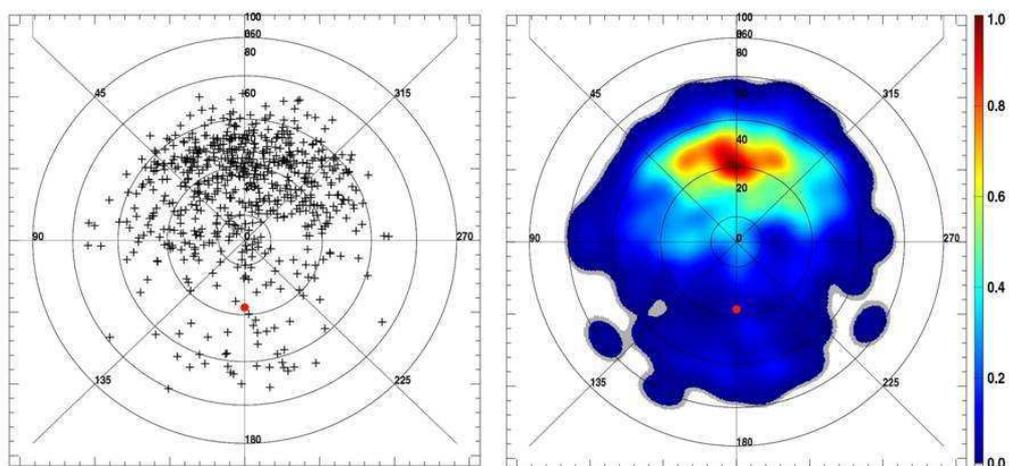


Figure 95- Direction d'arrivée des évènements radiodéfectés par l'expérience CODALEMA, à gauche en représentation de points (chaque évènement est un point), à droite en représentation de densité par un lissage gaussien de  $10^\circ$

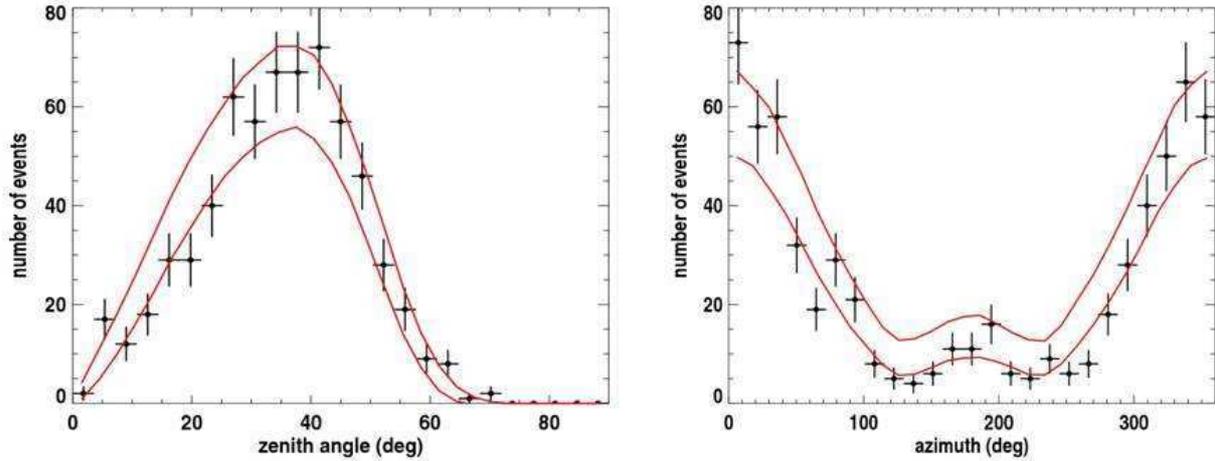
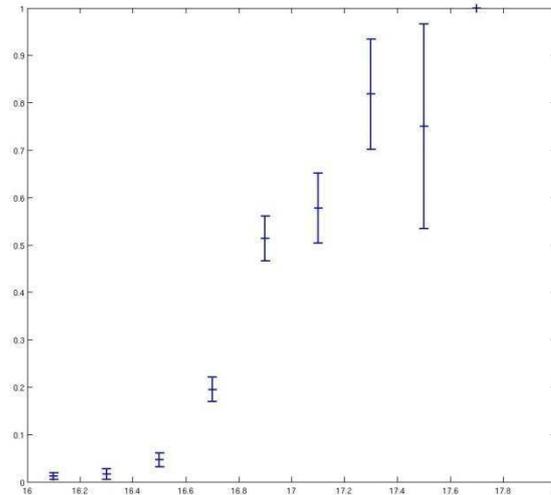


Figure 96- Comparaison entre les distributions expérimentales (croix) et simulées (ligne rouge représentant la déviation à  $1 \sigma$ ) en angle zénithal (à gauche) et azimutal (à droite) des événements CODALEMA

Ces résultats confirment la pertinence du modèle géomagnétique simplifié dans le cadre de l'étude des résultats obtenus par l'expérience CODALEMA. Pour une particule primaire d'énergie donnée, l'amplitude du champ électrique induit par la gerbe atmosphérique dépend donc de la direction d'arrivée de la particule. Le seuil de détection radio ne dépend donc pas uniquement de l'énergie de la particule primaire tel qu'il a été présenté dans le Chapitre 4: une correction de l'énergie par le produit vectoriel  $|(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y|$  correspondant à la valeur projetée sur l'axe Est-Ouest de la force de Lorentz permet de tenir compte de l'effet géomagnétique.

La Figure 97 présente l'efficacité de détection (nombre d'évènements détectés par le réseau d'antennes sur le nombre d'évènements mesurés par le réseau de scintillateurs) en fonction de l'énergie corrigée par le terme  $|(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y|$ . Contrairement à l'efficacité de détection introduit par la Figure 72 qui tendait au maximum vers 50%, l'efficacité de détection en fonction de l'énergie corrigée atteint un maximum d'au moins 80%, confirmant une nouvelle fois que la détection dépend bien du terme  $|(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y|$ .



**Figure 97- Efficacité de détection, corrigée par la distribution angulaire simulée, en fonction de l'énergie de l'expérience CODALEMA**

Une efficacité de détection de 100% ne peut pas être atteinte puisque la force de Lorentz est nulle dans l'axe du champ magnétique terrestre : le champ induit par mécanisme géomagnétique sera toujours nulle dans cette direction particulière. Toutefois, plus l'énergie de la gerbe va être élevée, moins la force de Lorentz nécessaire pour créer un signal détectable devra être importante : le « trou » d'évènements autour de l'axe géomagnétique va se réduire en fonction de l'énergie, mais sans jamais disparaître. L'efficacité de détection maximale semble être atteinte pour une énergie supérieure à  $6.10^{17}$  eV. Ce constat n'est valable que dans le cadre d'un mécanisme géomagnétique de création du champ. On peut supposer qu'à ultra haute énergie, les mécanismes alternatifs indépendants de la force de Lorentz, comme l'émission Cerenkov radio, créeront un champ électrique détectable permettant d'atteindre une efficacité de détection de 100%. Pour vérifier cette supposition, il est nécessaire d'avoir de la statistique à ultra haute énergie, chose impossible dans le cadre actuel de l'expérience CODALEMA, mais qui sera certainement obtenu à travers des projets de déploiement d'antennes autonomes tel que Radio@Auger en Argentine.

Comme présenté dans le Chapitre 3, la configuration actuelle de l'expérience CODALEMA comprend, en plus du réseau d'antennes dipolaires orientées dans la direction Est-Ouest, un triangle de trois antennes dipolaires orientées dans la direction Nord-Sud. Il est aisé, en utilisant les protocoles de traitement des données de l'expérience, de trouver les évènements radiodétectés ayant été vus par ces trois antennes. Ces évènements doivent, selon le modèle géomagnétique simplifié, correspondre à des champs électriques induits à forte composante de polarisation Nord-Sud. Il est intéressant de comparer leurs directions d'arrivée avec la carte de couverture prédite présentée par la Figure 93.

Malheureusement, de part la taille extrêmement réduite du réseau Nord-Sud, le nombre d'évènements concernés n'est que de 46 évènements. Leurs directions d'arrivée dans le ciel sont présentées sur la Figure 98. La statistique est trop faible pour permettre une analyse quantitative du résultat obtenu, mais la tendance principale semble bien aller dans le sens de la prédiction du modèle géomagnétique simplifié : des directions d'arrivée distribuées symétriquement entre les moitiés Est et Ouest du ciel. On peut remarquer qu'il existe un déficit d'évènement dans le quart Nord-Est du ciel. Cette direction correspond, pour le réseau

d'antennes Nord-Sud, à la position du Réseau Décamétrique (DAM) de Nançay et ses 168 antennes log-périodiques. Il est supposé à l'heure actuelle que le DAM est responsable d'un écrantage du réseau Nord-Sud, rendant impossible une détection d'un champ électrique pour ces directions.

Une étude complète du comportement dans la polarisation Nord-Sud sera possible dès le déploiement en fin d'année des stations autonomes, mesurant les deux polarisations Est-Ouest et Nord-Sud, sur un réseau de plus large échelle (~20 antennes).

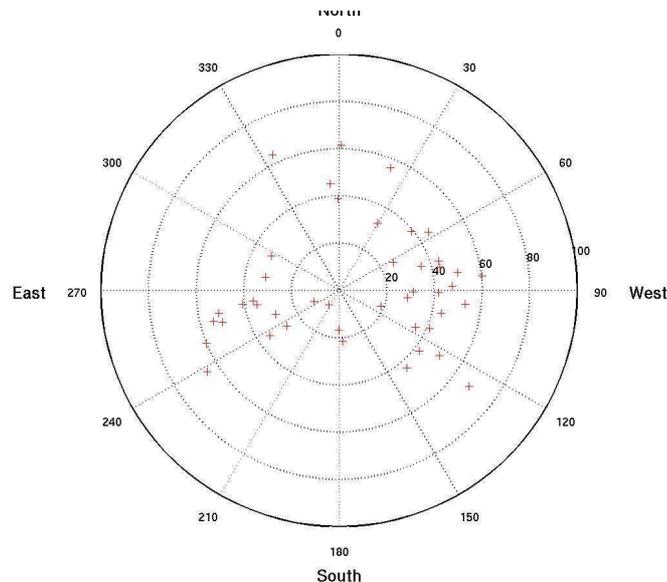


Figure 98- Directions d'arrivée sur le ciel des événements mesurés par le réseau d'antennes Nord-Sud

L'existence d'une asymétrie Nord-Sud dans les résultats de l'expérience CODALEMA, ainsi que la concordance de ces résultats avec le modèle géomagnétique simplifié, indique clairement une dominance des mécanismes géomagnétiques dans la création du champ électromagnétique induit par une gerbe cosmique. Cette signature est un résultat important puisqu'il confirme expérimentalement, et pour la première fois, les modèles théoriques actuels qui prédisent l'importance de ces mécanismes par rapport aux mécanismes d'excès de charge. De plus, les résultats préliminaires obtenus sur le réseau d'antennes Nord-Sud et compatibles avec les prévisions du modèle géomagnétique simplifié, confirment la polarisation linéaire du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique. Comme explicité plus tôt, ce résultat implique expérimentalement que la composante verticale du champ est accessoire puisque proportionnel à la polarisation Nord-Sud. Par conséquent, la mesure du champ électrique total peut être effectuée en ne mesurant que les polarisations horizontales, ce qui réduit le cahier des charges et le coût d'une expérience de radiodétection. Cette analyse et interprétation des asymétries Nord-Sud a fait l'objet d'une publication soumise à *Astroparticles Physics*.

## II. Distribution latérale du champ électrique induit

Les résultats présentés précédemment ne sont finalement représentatifs que des effets systématiques inhérents à la radiodétection à son seuil de détection.. Toutefois, l'objectif final du développement de la radiodétection est de créer un détecteur pouvant être utilisé d'une façon compétitive dans le domaine des astroparticules, c'est-à-dire en apportant l'ensemble des informations nécessaires sur les phénomènes mesurés : la connaissance des relations entre champ géomagnétique, énergie de la particule primaire et la structure du champ électromagnétique induit sont primordiales pour atteindre cet objectif. Comme nous l'avons expliqué au début de ce manuscrit, une particule cosmique est caractérisée par trois informations majeures :

- sa nature (proton, noyau, ...)
- son énergie
- sa direction d'arrivée

Nous savons, depuis les résultats obtenus par la première configuration de l'expérience CODALEMA jusqu'aux résultats actuels, que la reconstruction de la direction d'arrivée du plan d'onde correspondant au passage du champ électromagnétique induit par une gerbe atmosphérique est facilement accessible pour un réseau d'antennes (avec des performances au minimum similaires à celles de détecteurs de particules). Toutefois, cette information seule n'a qu'une importance toute relative dans le cadre de l'étude globale des rayons cosmiques, et cela pour une simple raison : en-dessous d'un certain seuil en énergie dépendant du type de particules ( $10^{19}$  eV pour les protons par exemple), le rayon de Larmor des particules cosmiques soumises aux champs magnétiques galactiques et extragalactiques devient inférieure à la taille de la galaxie. La trajectoire de ces particules devient alors extrêmement dépendante des champs magnétiques galactiques, qui sont à l'heure actuelle très mal connus : la direction de la source de la particule est perdue. La direction d'arrivée d'une gerbe atmosphérique n'a donc de réel intérêt physique que si l'on peut discriminer les particules pointant leurs sources (gammas, neutrinos, UHECR) de celles dont la trajectoire jusqu'à la Terre a été imprévisible. En d'autres termes, la direction d'arrivée de la particule primaire n'est pertinente que pour les particules chargées d'ultra-haute énergie dont on connaît justement le type et l'énergie. Dans le cadre de l'expérience CODALEMA, qui travaille à des énergies bien plus faibles ( $\sim 10^{17}$  eV), cette information n'a donc finalement qu'une valeur relative.

La détermination du type de la particule primaire est extrêmement difficile car elle nécessite une caractérisation précise du type et du nombre de particules contenues dans la gerbe afin d'effectuer des comparaisons avec des simulations. Cette caractérisation n'a pas encore été investiguée dans l'expérience CODALEMA. Pour l'instant, la seule information physique accessible par CODALEMA est l'énergie de la particule primaire. En effet, comme nous l'avons montré dans le chapitre 3, nous disposons grâce aux détecteurs de particules d'une estimation de l'énergie de la gerbe entachée d'une erreur de l'ordre de 30% pour des gerbes de  $10^{17}$  eV. La problématique devient alors très simple : sommes-nous capables de trouver une observable radio directement liée à l'énergie de la gerbe, et cette corrélation est-elle vérifiée par les données expérimentales ?

L'existence d'une observable radio dépendante de l'énergie de la gerbe a été proposée par Allan dans les années 1970 (43). Dans son modèle, il paramétrise le champ induit  $E$  en fonction de la distance du détecteur à l'axe de la gerbe comme étant proportionnel à l'énergie de la particule primaire selon la relation:

$$E(d) \propto E_p \cdot \sin \alpha \cdot \cos \theta \cdot e^{\frac{-d}{d_0}}$$

avec  $E_p$  l'énergie de la particule primaire,  $\alpha$  l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et le champ géomagnétique,  $\theta$  l'angle zénithal d'arrivée de la gerbe et  $d_0$  une constante de décroissance représentative du comportement du champ. La correction en  $\sin \alpha$  correspond à une représentation géométrique de l'effet géomagnétique, tandis que la correction en  $\cos \theta$  représente la position du maximum du développement de la gerbe  $X_{\max}$  dans l'atmosphère, c'est-à-dire la distance parcourue par le champ électrique jusqu'au détecteur. On notera que l'angle azimutal d'arrivée de la gerbe  $\phi$  n'intervient dans cette formule que de façon indirecte, dans le calcul de l'angle  $\alpha$ .

Dans cette interprétation, on peut alors définir une constante  $E_0$  ne dépendant que de l'énergie de la particule primaire  $E_p$  et de la direction d'arrivée de la gerbe tel que, pour  $d=0$  :

$$E_0 \propto E_p \cdot \sin \alpha \cdot \cos \theta$$

Le champ électrique induit sur chaque détecteur en fonction de la distance à l'axe de la gerbe a alors pour valeur :

$$E(d) = E_0 \cdot e^{\frac{-d}{d_0}}$$

Evènement par évènement, la constante  $E_0$  peut être extraite de la distribution latérale de champ, ou profil de gerbe, donnant ainsi accès à une observable radio de l'énergie de la gerbe.

## 1. Elaboration des profils de champ induit

### a. Calcul de la distance à l'axe de la gerbe

On appelle distance à l'axe la distance minimale entre l'axe de la gerbe et le détecteur (voir Figure 99).

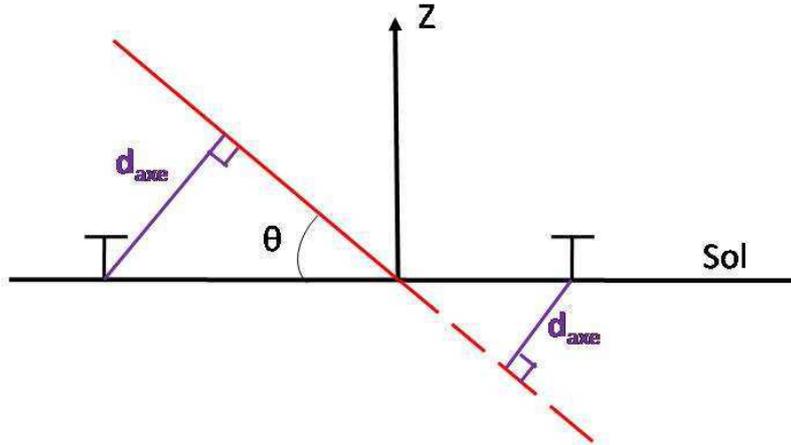


Figure 99- Vue projetée de la distance à l'axe de la gerbe

A partir de la direction d'arrivée ( $\theta$ ,  $\varphi$ ) de la gerbe en coordonnées polaires, on détermine les vecteurs unitaires de direction dans un repère cartésien  $\vec{u} = (\sin \theta \cdot \cos \varphi) \cdot \vec{e}_x$  et  $\vec{v} = (\sin \theta \cdot \sin \varphi) \cdot \vec{e}_y$ . Connaissant la position  $(x, y)$  des antennes et du cœur de la gerbe atmosphérique  $(x_0, y_0)$  (estimée par le réseau de scintillateurs) dans le repère de l'expérience, il est possible de déterminer la distance à l'axe  $d$  en se plaçant dans le repère défini par l'axe de la gerbe :

$$d = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 - ((x - x_0) \cdot \|\vec{u}\| + (y - y_0) \cdot \|\vec{v}\|)^2}$$

Comme il a été expliqué dans le chapitre trois, la première configuration de l'expérience CODALEMA, utilisant une seule ligne de 600 mètres de 7 antennes log-périodiques, permettait déjà d'obtenir la distribution latérale de champ de certains événements radiodéTECTÉS. Toutefois, ces profils ne pouvaient être obtenus qu'en utilisant un ajustement à 4 paramètres libres :  $E_0$ ,  $d_0$ ,  $X_0$  et  $Y_0$ , avec le couple  $(X_0, Y_0)$  définissant la position du cœur de gerbe dans le repère spatial de l'expérience CODALEMA. En effet, le réseau de scintillateurs qui était utilisé comme trigger à l'époque ne fournissait comme l'information de direction d'arrivée du front de particules. Dans ces conditions, et même si les profils ainsi obtenus semblaient confirmer une dépendance exponentielle, il était difficile de conclure de manière systématique vis-à-vis du comportement réel du champ électrique induit par une gerbe. De plus, l'absence d'une estimation de l'énergie de la gerbe rendait évidemment impossible toute tentative de calibration en énergie. C'est principalement pour ces raisons que l'expérience CODALEMA a évolué, dès 2005, vers une deuxième configuration utilisant un réseau de détecteurs plus performant permettant une mesure des grandeurs primordiales de la gerbe atmosphérique.

## b. Calcul du champ électrique mesuré

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 3, les données de CODALEMA utilisent le champ électrique  $E$  induit par une gerbe atmosphérique sous la forme d'une tension mesurée en sortie du préamplificateur de l'antenne  $V_{out}$ . Dans le cadre de l'utilisation de ces signaux pour la création de profils longitudinaux

La relation entre  $V_{out}$  et la tension  $V_{in}$  mesurée par l'antenne avant amplification est définie par :

$$V_{out} = A.V_{in}$$

avec  $A$  le gain du préamplificateur.

La tension  $V_{in}$  est liée au champ électrique mesuré par l'antenne  $E$  par la relation :

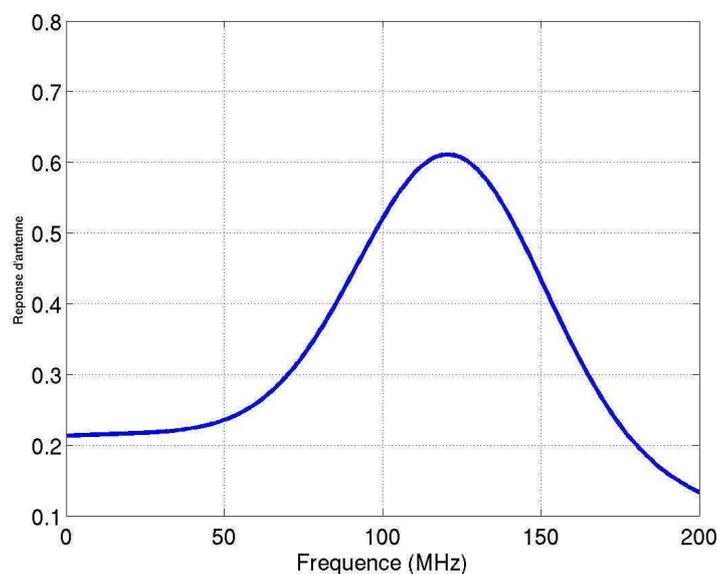
$$V_{in} = k(f).E$$

avec  $k$  la réponse en fréquence de l'antenne. On en déduit qu'entre le champ électrique détecté et la tension mesurée par l'antenne, la relation est :

$$E = \frac{V_{out}}{k(f).A}$$

Nous avons expliqué dans le Chapitre 3 que la réponse de l'antenne ne peut être obtenue que par simulation, en extrapolant son comportement entre les deux cas limite : antenne en champ libre et antenne à 1 mètre d'un sol parfait (voir Figure 49). La fonction de transfert entre champ électrique détecté et tension mesurée est présentée Figure 100.

La correction de la réponse d'antenne étant dépendante de la fréquence du signal, on effectue celle-ci directement sur le spectre en fréquence par une procédure identique à celle de correction de l'atténuation des câbles présentée dans le Chapitre 3.



**Figure 100- Réponse de l'antenne CODALEMA en fonction de la fréquence du signal (obtenue par simulation EZNEC)**

Dans l'optique d'effectuer une corrélation entre l'observable radio  $E_0$  extraite des profils longitudinaux et l'énergie du primaire estimée par le réseau de scintillateurs, il est nécessaire d'effectuer une dernière correction, due à la direction d'arrivée. En effet, nous avons vu dans le Chapitre 3 que le gain d'une antenne dépend aussi de son diagramme de rayonnement (voir Figure 48) et donc de la direction d'arrivée de l'onde électromagnétique. Pour pouvoir comparer événement par événement les profils longitudinaux mesurés par CODALEMA, le

champ électrique mesuré est corrigé du gain de l'antenne dans la direction d'arrivée du front d'onde radio.

### c. Ajustement du profil

Une fois connue la distance entre l'axe de la gerbe et des antennes ayant détecté le passage de l'onde électromagnétique, il est alors possible d'établir la distribution latérale du champ induit. L'objectif est d'extraire les valeurs des paramètres de décroissance du champ par une fonction exponentielle, c'est-à-dire la valeur des paramètres  $E_0$  et  $d_0$ .

Cette opération est effectuée par un ajustement linéaire de la fonction exponentielle d'Allan, avec deux paramètres libres  $E_0$  et  $d_0$ , sur les données CODALEMA. Il suffit alors de déterminer l'erreur d'ajustement sur chaque antenne :

$$Erreur = E_{mesuré} - E_{ajust} \text{ avec } E_{ajust} = E_0 \cdot e^{\frac{-d_{axe}}{d_0}}$$

Il est toutefois nécessaire de tenir compte des conditions de l'environnement radio au moment de la mesure du champ électrique induit. Pour cette raison, nous introduisons une incertitude sur chaque valeur de champ mesuré en utilisant la valeur du bruit radio mesuré par chaque antenne. Dans CODALEMA, nous définissons le bruit radio par l'écart-type du signal radio hors impulsion après avoir été corrigé de l'atténuation des câbles.

L'ajustement est effectué par le calcul du  $\chi^2$  défini par :

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{\left(\frac{Erreur_i}{Bruit_i}\right)^2}{N-2}$$

avec  $N$  le nombre total d'antennes touchées, le facteur 2 correspondant au nombre de paramètres libres utilisés pour l'ajustement. La valeur minimale du  $\chi^2$  correspond aux valeurs optimales des paramètres  $E_0$  et  $d_0$  tel que l'erreur entre le champ mesuré et le champ ajusté sur toutes les antennes considérées soit minimale.

Un exemple de profils complets, c'est-à-dire la distribution latérale du champ avec l'ajustement par une fonction exponentielle, est représenté sur la Figure 101, les points représentant la valeur de champ effectivement mesuré par chaque antenne et les barres d'erreur représentant l'évaluation du bruit radio ambiant au moment de la détection.

Un point important est à noter sur la procédure d'ajustement : les paramètres libres  $E_0$  et  $d_0$  sont forcément bornés, c'est-à-dire que nous limitons l'ajustement des paramètres à certaines valeurs. Ces bornes sont :

- $E_0$  compris entre 0.1  $\mu\text{V/m}$  et 10000  $\mu\text{V/m}$
- $d_0$  compris entre 10 mètres et 1000 mètres

Si cela n'a aucune importance pour le paramètre  $E_0$ , nous verrons par la suite que les limites sur le paramètre  $d_0$ , et en particulier sa limite supérieure, mettront en évidence un comportement propre à cette variable.

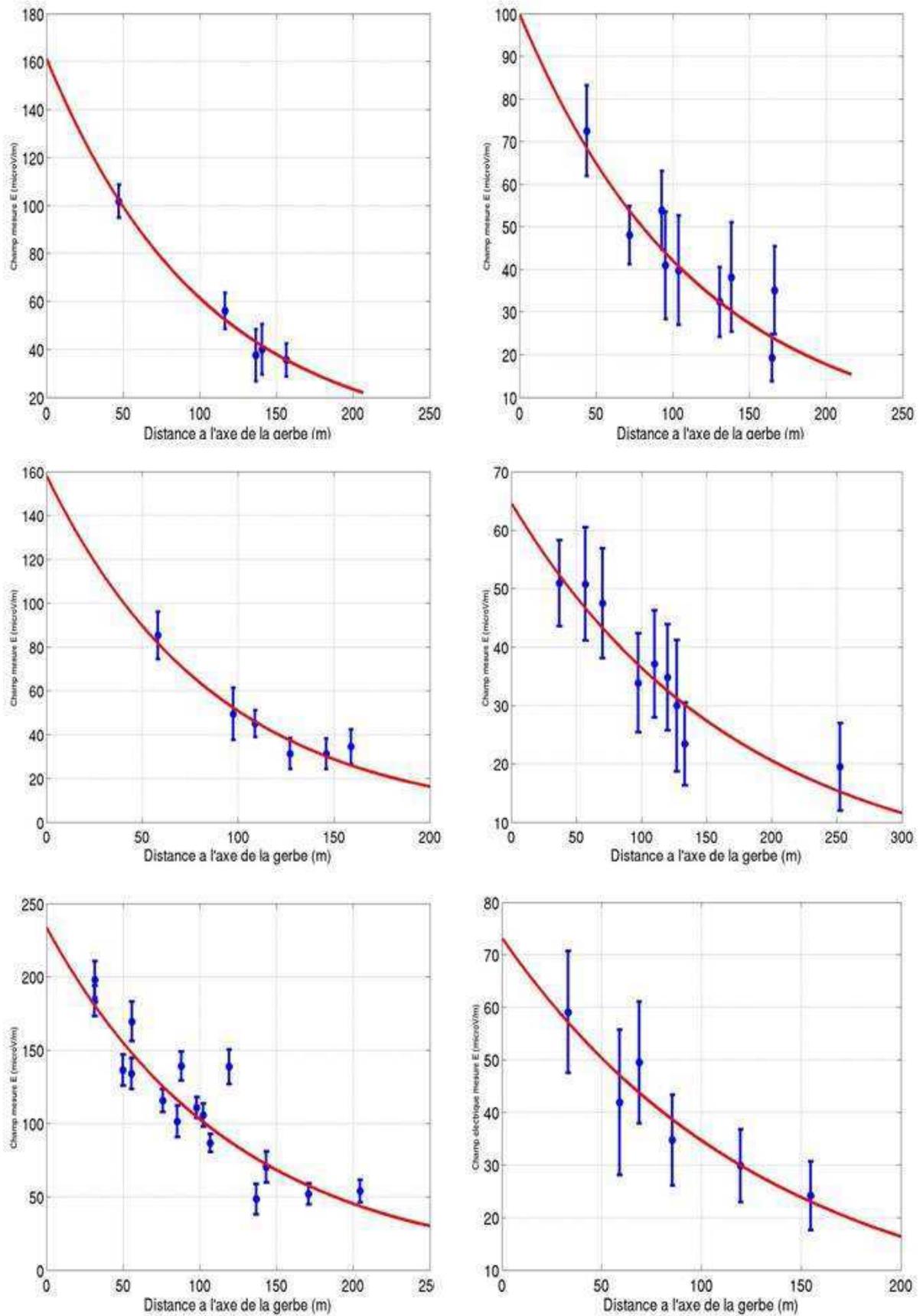


Figure 101- Exemples de distributions latérales de champ obtenues par l'expérience CODALEMA

## 2. Analyse des distributions latérales de champ électrique induit

L'analyse des distributions latérales de champ électrique induit s'effectue sur le lot de 252 événements internes sur lequel sont effectuées deux coupures :

- l'estimation de l'énergie de la particule primaire par le réseau de scintillateurs doit être supérieure à notre estimation du seuil en énergie de détection radio, soit  $5 \cdot 10^{16}$  eV
- la multiplicité antenne de l'évènement doit être au moins de 4. L'ajustement du profil s'effectuant avec deux paramètres libres, et l'amplitude des signaux mesurés sur les événements à faible multiplicité étant faible, les informations extraites de ce type de profil ne sont pas significatives.

L'échantillon d'évènements réduit par ces coupures est de 178 gerbes radiodétectées.

Une première analyse des profils longitudinaux montre que le comportement présenté sur la Figure 101, et qui correspond au comportement physiquement attendu, n'est pas représentatif du comportement de l'ensemble de l'échantillon. En effet, un nombre élevé de profils longitudinaux présente un comportement plus « horizontal », c'est-à-dire que la variation de champ mesuré par les antennes les plus éloignées est extrêmement faible (voir Figure 102). Le paramètre  $d_0$  est représentatif de la dépendance exponentielle d'un profil longitudinal : plus la valeur de  $d_0$  augmente, moins la décroissance du champ est marquée. Pour une valeur très grande de  $d_0$ , la fonction exponentielle tend vers une droite et le profil équivalent est alors dit « horizontal ». On considérera abusivement ces paramètres  $d_0$  comme ayant une valeur infinie.

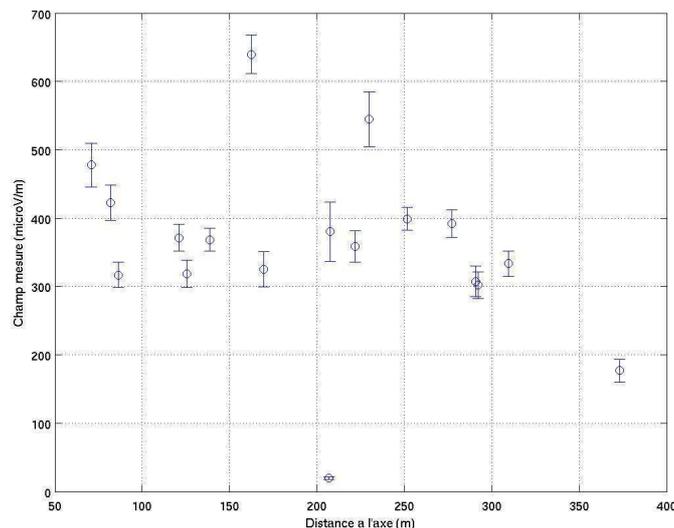


Figure 102- Profil longitudinal de champ électrique induit par une gerbe à tendance horizontale

Une dépendance des paramètres du profil longitudinal est effectivement attendue en fonction de l'angle zénithal  $\theta$ . Cette dépendance s'explique simplement par un simple effet de projection : le champ radioélectrique induit par une gerbe verticale peut, en première approximation, se représenter au sol comme une tâche circulaire dont le diamètre dépend de

l'énergie de la particule primaire. Une gerbe de même énergie mais inclinée d'un angle zénithal  $\theta$  va créer une tâche de même intensité totale, mais dont la projection sur le sol va être beaucoup plus étendue. On attend donc, pour une même énergie, une diminution du paramètre  $E_0$  et une augmentation du paramètre  $d_0$  en fonction de l'angle zénithal  $\theta$ . Cette dépendance a été estimée par Huege dans le cadre du modèle de création de champ par mécanisme géosynchrotron, comme présenté sur la Figure 103 (44). Les valeurs des paramètres  $E_0$  et  $d_0$  obtenus sont reportées dans le Tableau 3. Ces simulations ont été effectuées par un signal radioélectrique à la fréquence de 10 MHz. Les signaux enregistrés dans l'expérience CODALEMA sont filtrés dans la bande 37-70 MHz : toute comparaison directe entre les résultats expérimentaux et ces simulations est donc délicate. Toutefois, le comportement attendu en angle zénithal du paramètre  $d_0$  pose la question de savoir s'il permet d'expliquer le comportement observé expérimentalement des profils longitudinaux.

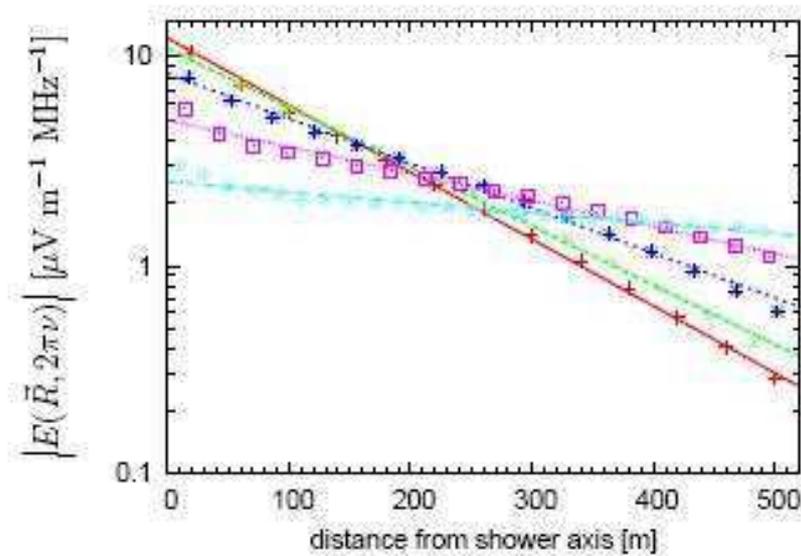


Figure 103- Profils longitudinaux prévus à une fréquence de 10 MHz par le modèle géosynchrotron. En rouge pour une gerbe verticale, en vert/pointillé pour une gerbe inclinée de 15°, en bleu/croix pour une gerbe inclinée de 30°, en violet/carré pour une gerbe inclinée de 45°, en turquoise/pointillée pour une gerbe inclinée de 60°

$\theta$	$E_0$ ( $\mu\text{V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{MHz}^{-1}$ )	$d_0$ (m)
0°	12,33	135,30
15°	11,04	152,80
30°	8,33	202,09
45°	4,98	339,71
60°	2,53	873,54

Tableau 3- Paramètres  $E_0$  et  $d_0$  extraits des simulations présentées Figure 103

## a. Comportement observé de la décroissance des profils longitudinaux

La distribution des  $d_0$  obtenue par l'ajustement exponentiel des profils longitudinaux des 178 événements de l'échantillon est présenté Figure 104. Cette distribution fait apparaître deux comportements distincts du paramètre :

- Une distribution de  $d_0$  centrée sur 200 mètres, et pouvant s'étendre jusqu'à une distance de 900 mètres. Cette distribution correspond globalement au comportement attendu du  $d_0$ , que ce soit théoriquement comme nous venons de l'expliquer, ou expérimentalement, l'estimation du  $d_0$  moyen par Allan dans les années 1970 (33) ou par l'expérience LOPES étant de 150-250 mètres. L'expérience CODALEMA est toutefois la première à pouvoir déterminer expérimentalement la valeur du  $d_0$  événement par événement.
- Un pic de 70 événements sur une valeur de  $d_0$  de 1000 mètres. Cette dernière valeur correspond à la valeur maximale pouvant être atteinte par le paramètre libre  $d_0$  lors de l'ajustement exponentiel des profils longitudinaux. Ces événements correspondent donc à des profils pour lesquels l'ajustement ne parvient pas à établir de décroissance du champ. Pour obtenir une droite capable de reproduire le profil, l'ajustement fait tendre le paramètre  $d_0$  vers « l'infini » : ce sont les profils « horizontaux » que nous avons introduit précédemment.

Dans un premier temps, il est donc nécessaire de s'intéresser aux erreurs induites par l'ajustement exponentiel sur les paramètres libres, et particulièrement sur le paramètre  $d_0$  représentatif de la décroissance du champ électrique.

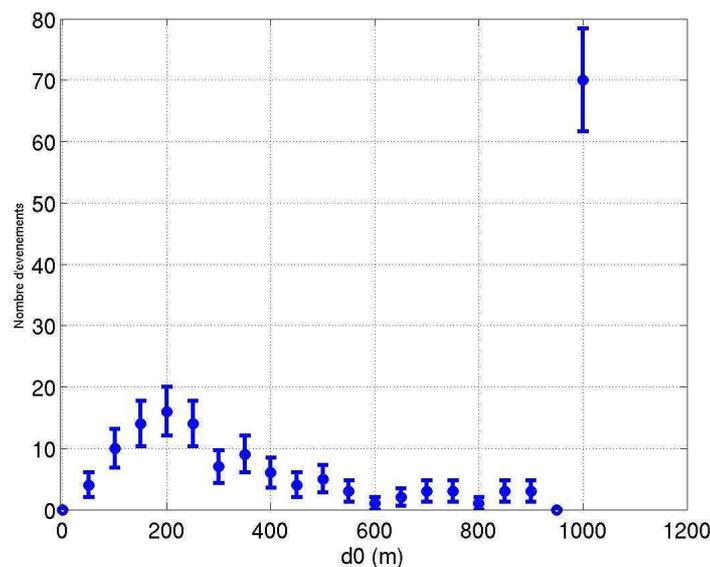


Figure 104- Valeurs de  $d_0$  obtenues par l'ajustement du profil longitudinal des 178 événements de l'échantillon

i. Erreur de l'ajustement sur le paramètre  $d_0$

La Figure 105 montre le  $\chi^2$  de l'ajustement des profils longitudinaux de l'échantillon entier. On constate que les  $\chi^2$  obtenus sont globalement inférieurs à 1, ce qui induit une surestimation des erreurs utilisés sur les champs électriques mesurés par les antennes. En effet, l'expérience CODALEMA travaillant au seuil en énergie de détection radio, les champs électriques mesurés sont relativement faibles, de l'ordre de  $50 \mu\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$ , tandis que l'incertitude sur les champs mesurés, correspondant aux variations du bruit mesuré sur chaque antenne, est de l'ordre de  $15 \mu\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$  (voir Figure 106). Cela vient du fait que la majorité des évènements internes mesurés se situe près du seuil de détection radio. La grande incertitude sur les signaux mesurés a pour conséquence de rendre la minimisation de l'ajustement « facile », d'où les valeurs de  $\chi^2$  inférieures à 1, mais implique une erreur non négligeable sur l'estimation du paramètre  $d_0$ .

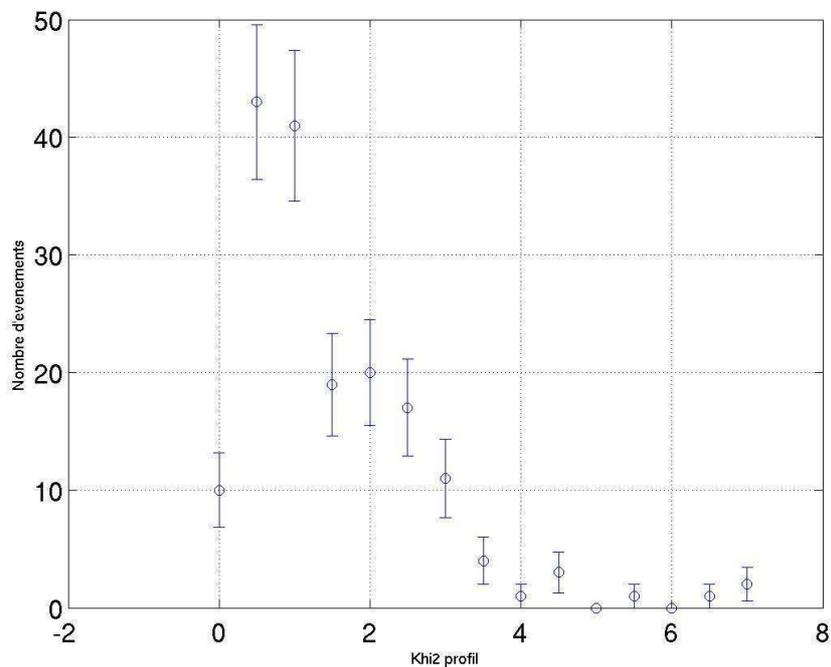
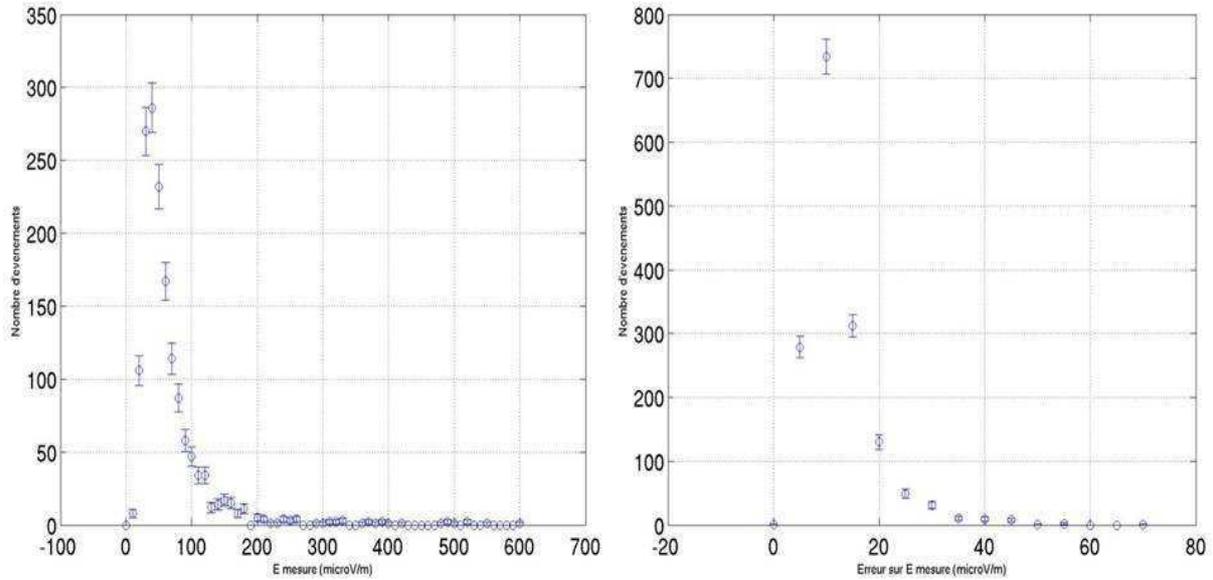


Figure 105- Distribution des  $\chi^2$  obtenus par l'ajustement des profils longitudinaux de l'échantillon de 178 événements internes radiodétectés



**Figure 106- Caractéristiques des champs mesurés antenne par antenne: à gauche, la distribution des amplitudes du champ électrique, à droite la distribution des erreurs sur le champ électrique**

En première approximation, l'erreur sur le paramètre  $d_0$  est déterminée en recalculant, pour chaque profil longitudinal, la valeur du  $\chi^2$  en fonction de  $d_0$ , le paramètre  $E_0$  étant fixé par l'ajustement. La valeur minimale du  $\chi^2$  ainsi obtenu correspond évidemment à la valeur donnée par l'ajustement, l'erreur sur l'estimation étant défini par les deux valeurs de  $d_0$  telle que :

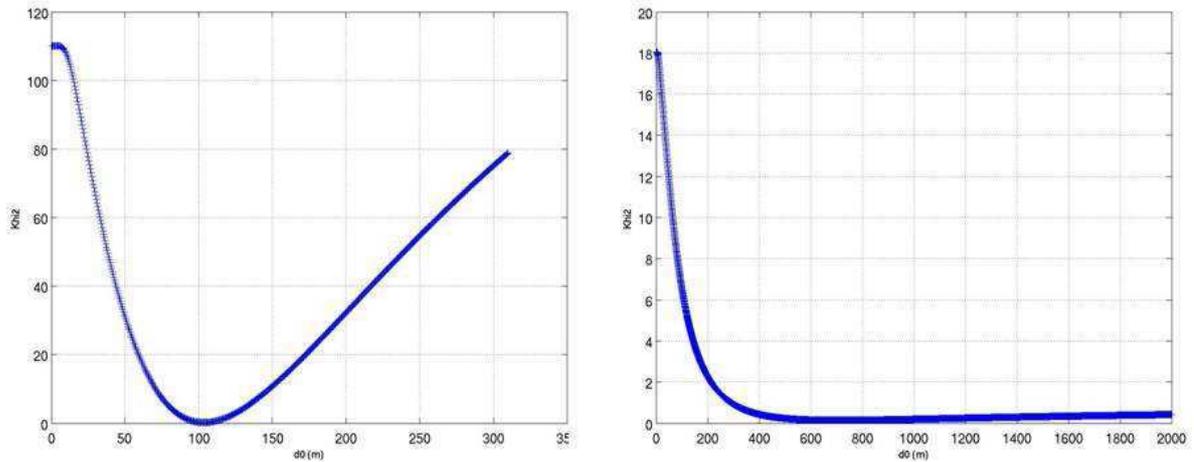
$$\chi^2(d_0) = \chi_{min}^2 + 1$$

La Figure 107 montre les variations du  $\chi^2$  en fonction du paramètre  $d_0$  pour deux cas typiques observés sur les profils longitudinaux mesurés par l'expérience CODALEMA. On remarque en premier lieu que le  $\chi^2$  obtenu n'est pas symétrique par rapport à sa valeur minimale : globalement, l'erreur sur l'estimation du paramètre  $d_0$  va principalement dépendre de sa borne supérieure. Sur la figure de gauche, on constate que l'erreur sur  $d_0$  est facilement estimable : ces événements sont considérés comme des profils longitudinaux à décroissance  $d_0$  finie. Au contraire, sur la figure de droite, la borne supérieure de l'erreur sur  $d_0$  est extrêmement élevée (dans ce cas précis, supérieure à plus de 5 fois la valeur de  $d_0$  issu de l'ajustement !). Ce comportement est typique des profils longitudinaux à tendance horizontale pour lesquels la valeur de  $d_0$  très élevée.

On définit alors deux groupes :

- Un groupe de profils longitudinaux avec une décroissance exponentielle marquée. Dans ce cas, le paramètre  $d_0$  issu de l'ajustement, ainsi que l'incertitude sur ce dernier, ont une réelle signification physique. On estime alors que les profils longitudinaux ont une décroissance  $d_0$  finie
- Un groupe de profils longitudinaux pour lesquels l'incertitude sur le paramètre  $d_0$  est trop grande pour permettre une utilisation physique simple. En première approximation, nous allons considérer qu'une incertitude supérieure à 1000 mètres, soit environ 2 fois la longueur d'un bras d'antennes du réseau CODALEMA, restreint

significativement la pertinence de la valeur de  $d_0$ . On considère alors que le profil longitudinal est horizontal et que le paramètre de décroissance associé  $d_0$  a une valeur infinie.



**Figure 107- Valeurs du  $\chi^2$  en fonction du paramètre  $d_0$ , à gauche pour un profil à  $d_0$  "fini", à droite pour un profil à  $d_0$  "infini"**

Il est toutefois nécessaire de comprendre que les profils longitudinaux du second groupe ne sont horizontaux que dans le cadre de la mesure par l'expérience CODALEMA. L'étude des profils longitudinaux est donc aujourd'hui liée aux limites propres du système expérimental:

- Le travail au seuil en énergie de détection radio suppose de faibles rapports signal/bruit. Dans le cadre d'études temporelles comme sur les directions d'arrivée, il n'existe pas de problème réel autre que celui de l'efficacité. Par contre, dans le cadre d'études sur les amplitudes du champ électrique comme pour les profils longitudinaux, le faible rapport signal/bruit est à l'origine d'incertitudes élevées rendant l'analyse et l'utilisation des profils hasardeuse.
- La mesure d'une seule polarisation du champ électrique induit implique une perte d'information sur le champ total, et il est délicat à l'heure actuelle de connaître son influence sur le comportement global des profils longitudinaux. De plus, l'existence de motifs complexes de polarisation au sol pour de grands angles zénithaux est prédite par le modèle de création de champ par mécanisme géosynchrotron, pouvant rendre la mesure de profils longitudinaux avec une seule polarisation encore plus délicate.
- La géométrie en croix de l'expérience CODALEMA découle logiquement des résultats obtenus par la configuration originale et des contraintes logistiques. Toutefois, vu les difficultés d'étude des profils longitudinaux, la question se pose de savoir si un réseau à maillage rectangulaire régulier, basé sur le modèle du réseau de scintillateurs, ne serait pas plus efficace dans le cadre d'une étude précise du comportement du champ radioélectrique induit à petit paramètre d'impact.
- Le critère de centralité des événements internes au réseau de scintillateurs a pour conséquence de limiter la distance de mesure du champ électrique à la demi-longueur

d'une ligne d'antennes, soit ~300 mètres. Pour étudier plus précisément les profils longitudinaux, et particulièrement dans le cas des profils « horizontaux », il est nécessaire de pouvoir déterminer la distance à laquelle le champ électrique va disparaître. Pour cela, il faut disposer d'une surface de détection supérieure à celle actuellement utilisée par l'expérience CODALEMA. Cela constitue un résultat surprenant qui n'avait pas été anticipé lors de la définition du programme CODALEMA.

Les prochaines évolutions techniques de l'expérience CODALEMA, notamment par le prochain déploiement de stations de détection radio autonomes, vont permettre de repousser en partie ces limites, ces stations mesurant simultanément les polarisations Est-Ouest et Nord-Sud du champ électrique et permettant de créer un véritable maillage autour de la croix d'antennes initiale de CODALEMA. L'étude de la radiodétection, et particulièrement l'étude sur les profils longitudinaux, à des énergies supérieures à  $10^{18}$  eV pourra aussi s'effectuer dans le cadre de l'expérience Radio@Auger.

En ce qui concerne l'étude actuelle des profils longitudinaux, nous allons essayer de comprendre comment les limites expérimentales de CODALEMA influent sur les profils longitudinaux mesurés, en définissant les conditions permettant de mesurer un profil longitudinal à décroissance exponentielle marquée ou un profil longitudinal horizontal.

## ii. Profils avec une décroissance $d_0$ « finie »

Le nombre de profils longitudinaux avec une décroissance  $d_0$  finie est de 73 événements, soit 41% de l'échantillon. L'incertitude sur le paramètre  $d_0$  croît en fonction avec la valeur de  $d_0$ , comme présenté Figure 108. Par conséquent les coupures effectuées sur l'échantillon conduisent à ce que 80% des profils longitudinaux étudiés ont une décroissance inférieure à 300 mètres.

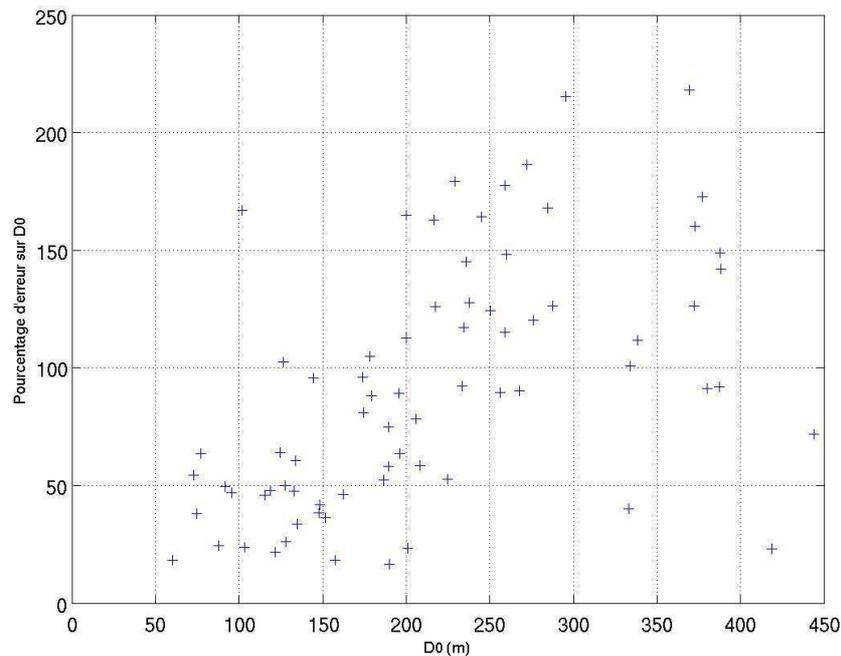


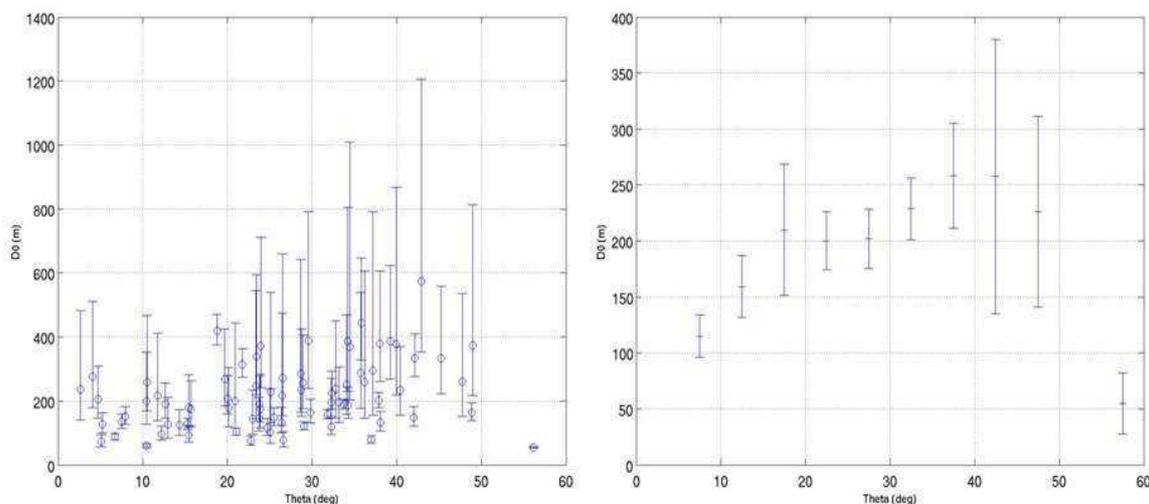
Figure 108- Incertitude sur le paramètre  $d_0$  en fonction du  $d_0$  issu de l'ajustement

De plus, l'incertitude sur le paramètre  $d_0$  est globalement élevée sur tous les événements (le minimum d'erreur se situant à 16%), mais à partir de 200 mètres l'erreur sur  $d_0$  devient clairement supérieure à 100%.

Comme expliqué précédemment, la décroissance  $d_0$  doit théoriquement dépendre de l'angle zénithal  $\theta$  d'arrivée de la gerbe atmosphérique. Expérimentalement, cette dépendance reste à définir. La Figure 109, sur la partie de gauche, présente les valeurs du paramètre  $d_0$  en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  :

- Pour des gerbes verticales ou inclinées jusqu'à un angle de  $20^\circ$ , le comportement observé est globalement celui attendu : la décroissance du profil est importante, les valeurs de  $d_0$  sont donc faibles, tout comme l'incertitude associée.
- Au-delà d'un angle zénithal  $\theta$  de  $20^\circ$ , certains profils montrent une décroissance moins rapide, avec une valeur sur  $d_0$  et une incertitude plus grande, conformément aux prévisions. Toutefois, cet effet d'angle zénithal n'est pas systématique et certains profils longitudinaux présentent encore une décroissance du champ rapide.

En moyennant les valeurs de  $d_0$  par classe de  $10^\circ$  en angle zénithal (partie de droite de la Figure 109), on constate que le comportement global du paramètre de décroissance des profils  $d_0$  semble compatible avec une augmentation en fonction de l'angle  $\theta$ . Toutefois, la grande incertitude sur les valeurs du  $d_0$  rend la caractérisation parfaite d'une dépendance en angle zénithal impossible pour le moment.



**Figure 109- Evolution du paramètre  $d$  en fonction de l'angle zénithal  $\theta$ , à gauche pour tous les événements à profil longitudinal décroissants, à droite moyenné par bin de  $10^\circ$  en  $\theta$**

De plus, certains événements sélectionnés comme des profils longitudinaux à décroissance finie ne présentent pas des ajustements corrects. Compte tenu des grandes barres d'erreurs, ces événements sont difficilement authentifiables automatiquement et nécessite une sélection manuelle. Les critères de sélection sont ainsi :

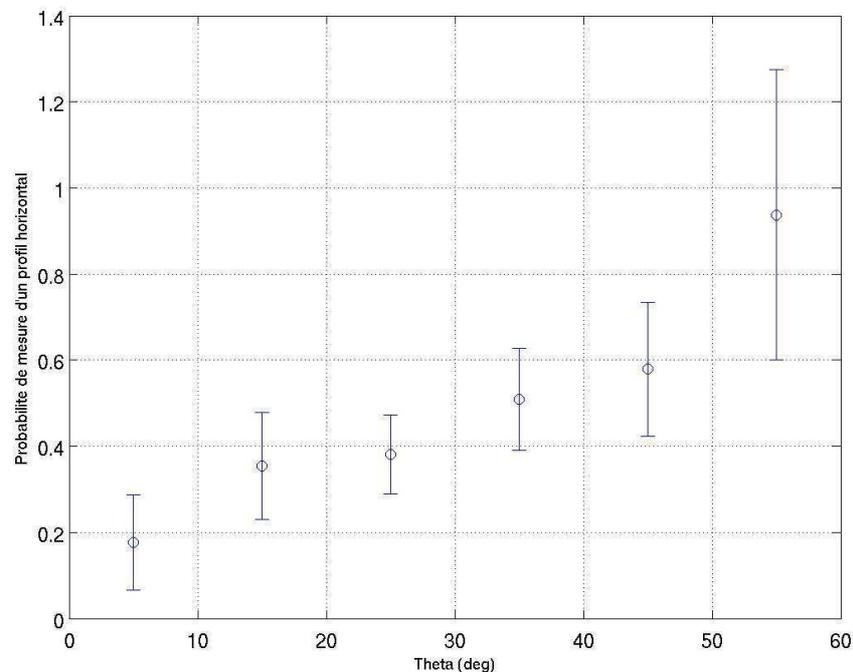
- le passage de l'ajustement dans toutes les barres d'erreurs sur le signal mesuré
- un échantillonnage du champ électrique sur une distance pertinente d'au moins 100 mètres
- la présence d'une antenne touchée à moins de 100 mètres de l'axe de la gerbe afin de contraindre fortement la position du paramètre  $E_0$

On trouve ainsi 44 événements sans ambiguïté, soit seulement 26% de l'échantillon original. Par la suite, on considérera ces profils longitudinaux comme des profils correctement mesuré par CODALEMA.

### iii. Profils avec une décroissance $d_0$ « infinie »

Dans le cas des profils longitudinaux horizontaux, l'utilisation de valeurs du paramètre  $d_0$  n'aurait aucun sens. La seule raison théorique prédisant un aplatissement des profils étant l'effet de projection en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  expliqué précédemment, on peut par contre s'intéresser à la distribution de ces événements en fonction de l'angle zénithal et la comparer à celle de l'ensemble de notre échantillon. On calcule ainsi la probabilité de mesurer un événement avec un profil longitudinal associé horizontal en fonction de l'angle  $\theta$ . Les résultats, présentés Figure 110, montrent que cette probabilité augmente effectivement à mesure que la gerbe détectée est horizontale. Toutefois, si l'effet observé suivait le comportement attendu théoriquement, on s'attendrait à une brusque augmentation de cette probabilité à partir d'un angle  $\theta$  correspondant à un  $d_0$  trop grand pour être correctement interprété dans un profil mesuré par CODALEMA. D'après les résultats obtenus avec les profils correctement ajustés, on peut considérer qu'à partir d'une valeur de 300 mètres et donc d'un angle zénithal compris théoriquement entre  $30^\circ$  et  $45^\circ$ , l'incertitude sur le profil devient

trop importante pour le considérer autrement que comme horizontal, et que la probabilité de mesurer un profil à décroissance infinie augmenterait rapidement à partir de cette valeur limite. Ici, le comportement observé montre que même pour des gerbes verticales, environ 20% des événements mesurés présentent un profil de champ longitudinal horizontal, ce qui laisse supposer l'existence d'un autre effet en angle zénithal.



**Figure 110- Probabilité, sur l'ensemble de l'échantillon, de mesurer un profil longitudinal horizontal**

Pour résumer les résultats obtenus par l'étude des deux groupes de profils, le comportement global des distributions latérales de champ mesuré par l'expérience CODALEMA est imprévisible en termes de décroissance observée. Il est à l'heure actuelle difficile de prédire le comportement du champ électrique en fonction des caractéristiques physiques de la gerbe détectée. Bien que certaines tendances existent, et principalement un effet en angle zénithal, il existe un ou plusieurs effets supplémentaires que nous n'avons pour l'heure pas réussi à identifier clairement. Outre les limitations expérimentales dues aux caractéristiques de la configuration déjà présentée, ces résultats suscitent un certain nombre d'interrogations :

- La paramétrisation du champ électrique induit par une fonction exponentielle faite par Allan est-elle réellement valide ? Le domaine de validité ( $\theta < 35^\circ$ ,  $E_p > 10^{17}$  eV) ne suffit pas à expliquer les divergences observées. L'expérience d'Allan n'ayant pas accès aux profils individuels des événements contrairement à CODALEMA, les différences expérimentales peuvent-elles suffire à expliquer ces différences ou la paramétrisation doit-elle être remise en cause ?
- Quelles sont l'importance des fluctuations gerbe à gerbe sur les paramètres du profil longitudinal de champ induit ? Comment se répercute la variation en altitude du premier point d'interaction de la gerbe sur la décroissance du champ au sol ? Quelle variation est alors attendue en fonction de la nature de la particule ?

- Comment évolue la polarisation du champ en fonction de l'angle zénithal ? Ces motifs de polarisation peuvent-ils être à l'origine des profils longitudinaux mesurés sur CODALEMA ?
- Quel serait l'influence d'un probable effet d'écrantage des antennes par l'environnement direct de l'expérience ? Des phénomènes tels que le masquage par les arbres ou de réflexions d'ondes sur des obstacles divers peuvent-ils être à l'origine d'une altération du champ électrique, et par conséquent d'une dégradation de la qualité du profil longitudinal ?

## b. Conséquences sur la caractérisation de l'observable radio sur l'énergie du primaire

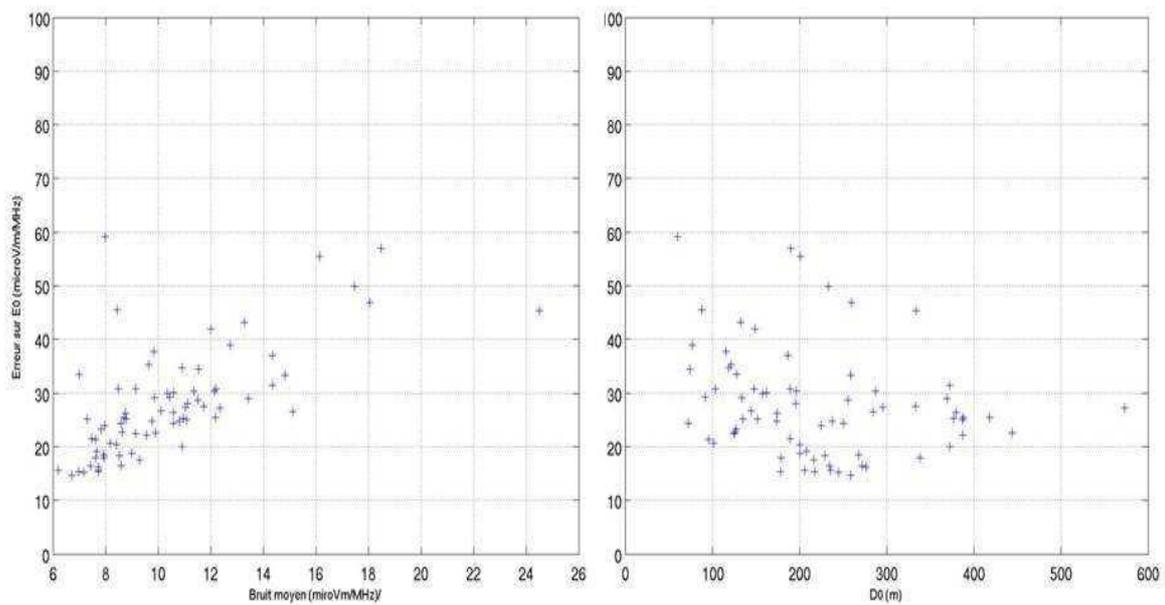
Les estimations par ajustement du paramètre  $d_0$  des profils longitudinaux sont entachées de erreurs, il est légitime de s'interroger sur les répercussions de ces estimations expérimentale sur la qualité du paramètre  $E_0$ , qui est l'observable radio permettant de mesurer l'énergie de la particule primaire. Quelle poids accordé à l'observable radio dans le cas des profils longitudinaux horizontaux ? Doit-on n'utiliser qu'uniquement l'échantillon réduit de 46 événements pour effectuer une corrélation en énergie avec l'estimation de l'énergie fournie par les scintillateurs ?

L'incertitude sur le paramètre  $E_0$  est déterminée de la même manière que pour le paramètre  $d_0$ , c'est-à-dire en estimant les variations du paramètre en fonction du  $\chi^2$ . La partie gauche de la Figure 111 présente les incertitudes mesurées en fonction du bruit moyen, c'est-à-dire la moyenne du bruit mesuré par chaque antenne utilisée dans les profils longitudinaux, tandis que la partie de droite montre les incertitudes mesurées en fonction du paramètre  $d_0$  dans le cas des distributions latérales à décroissance finie, c'est-à-dire pour des  $d_0$  globalement inférieurs à 400 mètres.

On constate que :

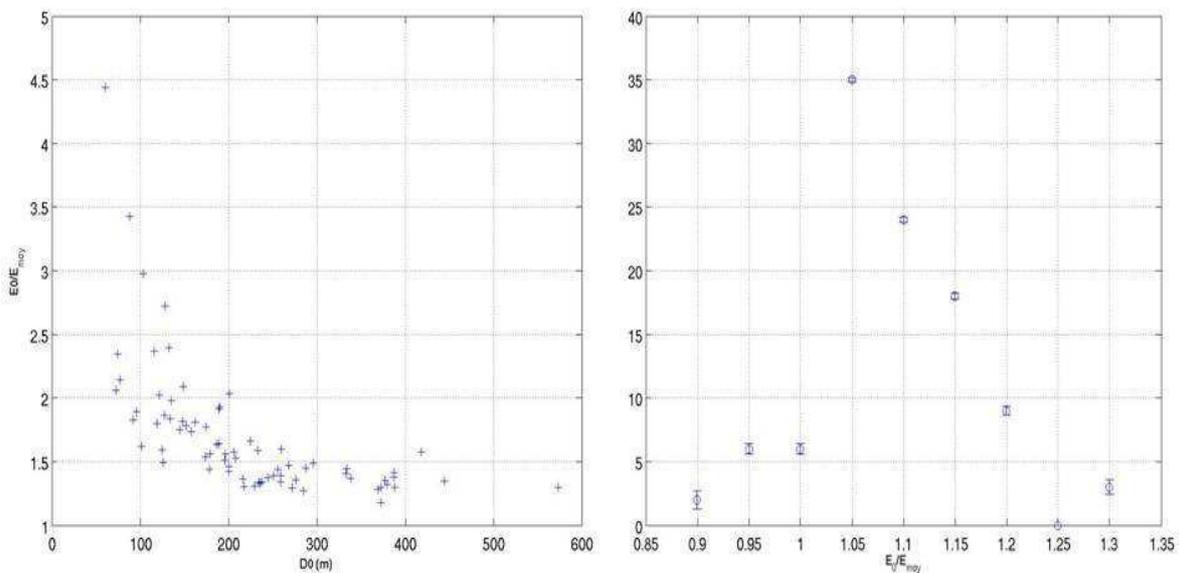
- l'erreur sur  $E_0$  est globalement comprise entre 20 et 60  $\mu\text{V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{MHz}^{-1}$ , soit de l'ordre de grandeur de l'incertitude sur le signal mesuré
- l'erreur sur  $E_0$  est croissante avec le bruit radio moyen de l'évènement considéré
- l'erreur sur  $E_0$  est indépendante de la valeur du paramètre  $d_0$ , et donc de l'incertitude sur ce dernier

L'incertitude sur l'estimation de l'observable radio  $E_0$  de l'énergie de la gerbe est donc indépendante de la vitesse de décroissance  $d_0$  des profils longitudinaux associés, et ne dépend que du bruit radio au moment de la mesure du champ électrique induit. Par contre, le degré de qualité de l'observable radio  $E_0$  va effectivement dépendre de la forme du profil.



**Figure 111- Incertitude sur l'estimation du paramètre E en fonction du bruit moyen mesuré (à gauche), et du paramètre  $d_0$  dans le cas des profils à décroissance finie ( $d_0 < 400$  mètres) (à droite)**

En effet, pour des profils plats à grand  $d_0$ , l'ajustement exponentiel va naturellement tendre vers une droite, médiane aux signaux constituant le profil longitudinal. Par conséquent, le paramètre  $E_0$  va tendre vers la valeur moyenne du champ électrique mesuré, paramètre que l'on appellera  $E_{moy}$ . La Figure 112 présente les valeurs du rapport  $E_0/E_{moy}$ , à gauche en fonction de  $d_0$  pour les profils avec un  $d_0$  faible, et à droite par la distribution en événements des profils horizontaux avec un  $d_0$  grand.



**Figure 112- Distribution des rapports  $E_0/E_{moy}$  en fonction du paramètre  $d_0$  (à gauche) pour les profils à décroissance finie ( $d_0 < 400$  mètres), et distribution du rapport  $E_0/E_{moy}$  pour les profils horizontaux**

Dans le cas des profils plats, la distribution du rapport  $E_0/E_{\text{moy}}$  est fortement centrée sur une valeur de 1,05, conformément aux résultats attendus, c'est-à-dire proche de 1. Dans le cas des profils à décroissance finie, on constate que l'écart entre  $E_0$  et  $E_{\text{moy}}$  peut être très important pour de faibles valeurs de  $d_0$ , le rapport des deux paramètres étant typiquement compris entre 1,5 et 5 pour des  $d_0$  inférieurs à 200 mètres. Puis le rapport  $E_0/E_{\text{moy}}$  va progressivement tendre vers 1, rejoignant le comportement des profils horizontaux.

Le paramètre  $E_{\text{moy}}$  est donc une observable radio de l'énergie que l'on peut considérer valable uniquement pour le cas de profils longitudinaux à grand  $d_0$ . Toutefois, dans l'expérience CODALEMA, nous avons vu que la plupart des profils horizontaux ne le sont que dans la limite du système expérimental. Dans ces cas, l'estimation réelle du paramètre  $d_0$  est impossible dans la configuration actuelle : le paramètre  $E_{\text{moy}}$  n'est alors qu'une observable radio de l'énergie dégradée par rapport au paramètre  $E_0$ . De plus, l'incertitude sur le paramètre  $E_{\text{moy}}$  est inconnue, car ce dernier ne représente en fait qu'une valeur minimale de l'énergie de la gerbe.

### **III. Relations entre le champ électrique induit et l'énergie du rayon cosmique primaire**

Un des objectifs principaux des expériences de radiodétection, et notamment de CODALEMA, est de parvenir à effectuer une calibration en énergie des détecteurs radio, c'est-à-dire d'être capable de déterminer l'énergie du primaire indépendamment de tout autre détecteurs. L'approche choisie dans le cadre de l'expérience CODALEMA est d'utiliser la paramétrisation exponentielle du profil longitudinal d'une gerbe pour extraire l'observable radio de l'énergie du primaire  $E_0$ . Bien que le comportement des profils longitudinaux étudiés ne soit pas à l'heure actuelle parfaitement compris, la statistique est toutefois suffisante pour effectuer une première étude des relations entre l'observable radio  $E_0$  et l'énergie du primaire fournie par le réseau de scintillateurs.

Pour cela, nous allons en premier lieu nous intéresser à la corrélation en énergie du primaire  $E_p$  et le champ électrique induit caractérisé par  $E_0$  dans trois cas distincts :

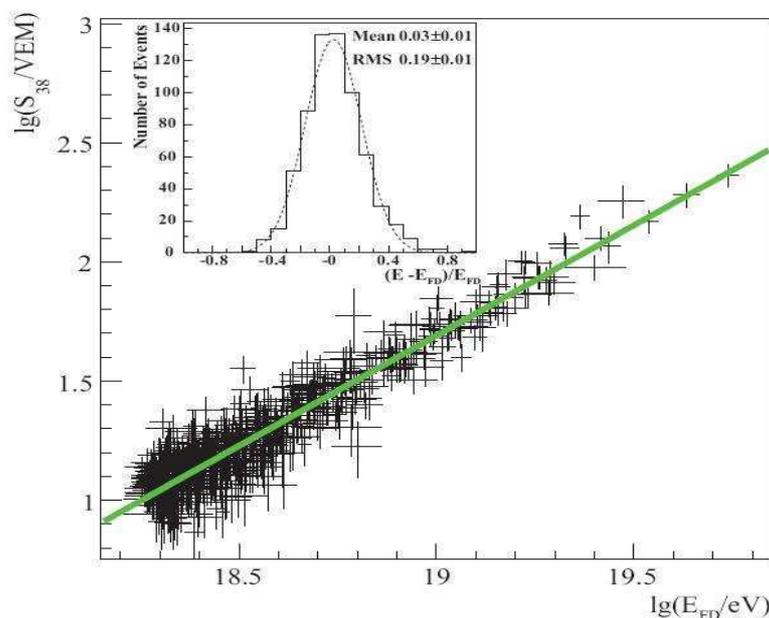
- $E_0$  en fonction de  $E_p$  pour l'échantillon global de 178 évènements internes radiodéTECTÉS
- $E_0$  en fonction de  $E_p$  pour l'échantillon des 45 profils longitudinaux avec une décroissance exponentielle marquée et un ajustement correct
- $E_{\text{moy}}$  en fonction de  $E_p$  sur l'échantillon global de 178 évènements internes radiodéTECTÉS, en s'intéressant cette fois au paramètre  $E_{\text{moy}}$ , la moyenne des signaux mesurés évènement par évènement, qui est indépendant de l'ajustement du profil longitudinal

Cette étude sera conclue par une application, en première approximation, de la corrélation en énergie obtenue aux événements « externes » mesurés par l'expérience CODALEMA. Bien qu'aucune information sur l'énergie de la particule primaire ou sur la position du cœur de gerbe ne soient disponibles pour ces événements, il est toutefois possible d'estimer l'énergie de ces rayons cosmiques en utilisant des profils longitudinaux à 4 paramètres libres ( $E_0$ ,  $d_0$  et la position du cœur  $(x_0, y_0)$ ). L'extension du champ électrique induit par une gerbe à ultra haute énergie, déterminée par la corrélation entre l'énergie du primaire et le paramètre  $E_0$ , sera aussi discutée.

## 1. Corrélation en énergie

Pour étudier en détail la corrélation entre l'énergie estimée par le réseau de scintillateurs et l'observable radio  $E_0$ , nous utiliserons une méthode similaire à celle utilisée dans le cadre de l'expérience Pierre Auger pour la calibration du réseau de détecteurs de particules par les télescopes de fluorescence. La corrélation entre l'observable de l'énergie par la technique de fluorescence et l'observable donnée par les détecteurs de particules est présentée Figure 113. Cette corrélation permet d'obtenir une loi de puissance reliant les deux estimateurs. La résolution de la corrélation obtenue est déterminée par la distribution des résidus, et est compatible avec la somme quadratique de la résolution en énergie de chacun des deux détecteurs :

$$\sigma_{\text{corrélation}} = \sqrt{\sigma_{FD}^2 + \sigma_{S_{38}}^2}$$



**Figure 113- Corrélation obtenue par l'Observatoire Pierre Auger entre les observables de l'énergie de la gerbe particules  $S_{38}$  et fluorescence  $E_{FD}$  pour 661 événements hybrides (particules + fluorescence). La droite représente le meilleur ajustement obtenu, et la distribution des résidus obtenus est présentée dans le cadre supérieur.**

Cette étude est possible car l'incertitude induite par les détecteurs, à la fois des cuves Cerenkov et des télescopes à fluorescence, est connue et estimée par simulation. Dans le cadre de l'expérience CODALEMA, l'incertitude sur les détecteurs, et tout particulièrement pour le

réseau d'antennes, n'est pas parfaitement maîtrisée. En effet, l'erreur sur l'ajustement du profil longitudinal ne tient pas compte de la résolution angulaire de CODALEMA qui induit une incertitude supplémentaire sur la position des antennes par rapport à l'axe de la gerbe et donc sur le paramètre  $E_0$  issu du profil longitudinal. Une étude préliminaire effectuée sur des profils à décroissance exponentielle marquée semble montrer que cette erreur serait inférieure à l'erreur induite par le bruit radio au moment de la mesure et serait de l'ordre de 10%. Une étude systématique pour chaque évènement reste toutefois à être effectuée. De plus, une calibration absolue du détecteur radio, ainsi qu'une maîtrise complète des phénomènes physiques régissant les profils longitudinaux de champ électrique induit seraient nécessaires pour estimer parfaitement l'erreur totale induite par la radio. On considérera donc pour l'instant, en première approximation, que l'erreur sur l'observable radio  $E_0$  est de l'ordre de 20% (voir Figure 114).

Concernant le réseau de scintillateurs, l'erreur sur l'énergie de la gerbe est estimée à 30% pour une particule primaire avec une énergie de  $10^{17}$  eV, comme présenté dans le Chapitre 3.

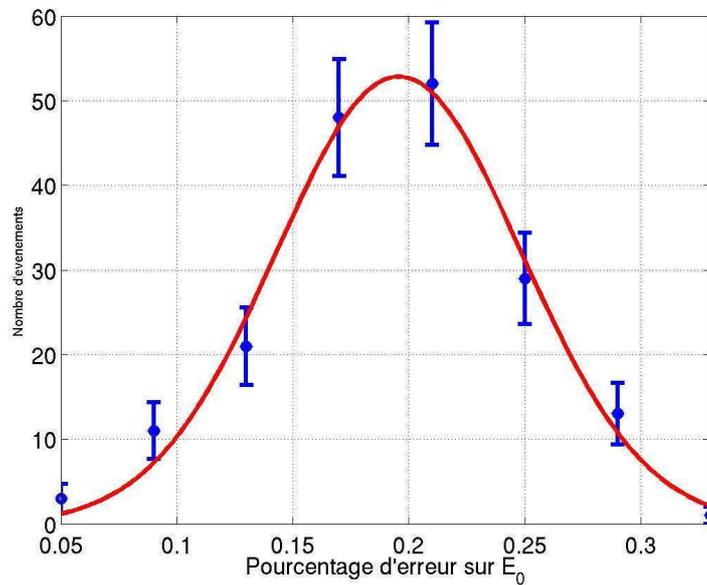


Figure 114- Erreur (en pourcentage) sur l'observable radio  $E_0$  pour l'échantillon de 171 évènements internes radiodétectés

Pour chacun des trois cas étudiés, nous allons chercher une corrélation entre l'énergie du primaire  $E_P$  et l'observable radio  $E_0$  par un ajustement linéaire entre les logarithmes en base 10 des deux variables. On détermine ainsi les coefficients  $a$  et  $b$  tels que :

$$\log_{10}(E_0) = a \cdot \log_{10}(E_P) + b$$

Les coefficients  $a$  et  $b$  de la droite de régression linéaire sur  $n$  points entre les deux variables sont définis par :

$$a = \frac{n \cdot \sum_i (\log_{10}(E_{P_i}) \cdot \log_{10}(E_{0_i})) - \sum_i \log_{10}(E_{P_i}) \cdot \sum_i \log_{10}(E_{0_i})}{n \cdot \sum_i (\log_{10}(E_{P_i})^2) - (\sum_i \log_{10}(E_{P_i}))^2}$$

$$\text{et } b = \overline{\log_{10}(E_0)} - a \cdot \overline{\log_{10}(E_P)}$$

Pour chacun de ces cas, on calculera le coefficient de corrélation  $r$  entre  $E_0$  et  $E_p$  défini par :

$$r = \frac{\sum_i (\log_{10}(E_{P_i}) - \overline{\log_{10}(E_{P_i})}) \cdot (\log_{10}(E_{0_i}) - \overline{\log_{10}(E_{0_i})})}{\sqrt{\sum_i (\log_{10}(E_{P_i}) - \overline{\log_{10}(E_{P_i})})^2 \cdot \sum_i (\log_{10}(E_{0_i}) - \overline{\log_{10}(E_{0_i})})^2}}$$

Ce coefficient est compris entre -1 et 1. Un coefficient  $r$  nul correspond à une indépendance des deux paramètres, une valeur de 1 correspond à une corrélation parfaite. Le coefficient  $r$  n'est donné qu'à titre indicatif afin de donner une idée de la « force » de la corrélation entre les différents paramètres étudiés.

La résolution en énergie de la corrélation sera estimée par l'écart-type  $\sigma$  de la distribution gaussienne des résidus  $\delta$  (en pourcent),  $\delta$  étant l'écart entre l'ensemble des points expérimentaux utilisés et la droite de corrélation donnés par la relation :

$$\delta = \frac{E - E_0}{E_0} \text{ avec } E = 10^b \cdot E_p^a$$

Dans les trois cas, le paramètre  $E_0$  sera étudié dans différentes configurations:

- un cas initial sans aucune correction sur l'observable radio
- un second cas où est introduit la correction en  $\cos\theta$  induite par l'effet de projection au sol du champ électrique en fonction de l'angle zénithal expliqué précédemment
- un troisième cas où est introduit la correction en  $F_L = |(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y|$ . En effet, nous avons vu dans la première partie du Chapitre V que nous pouvons expliquer la distribution des directions d'arrivées des gerbes mesurées par CODALEMA par l'utilisation d'un modèle géomagnétique simplifié. Nous allons donc tenir compte de la direction d'arrivée des gerbes étudiées, et donc de l'intensité de la force de Lorentz  $F_L$  appliquée aux particules chargées de la cascade, en corrigeant l'observable radio  $E_0$  de l'effet géomagnétique.
- un dernier cas où ces deux dernières corrections seront appliquées simultanément

### a. Corrélation pour l'ensemble des évènements

En premier lieu, nous nous intéresserons à la relation entre l'énergie du primaire et l'observable radio extraite des profils longitudinaux de l'ensemble des 178 évènements internes radiodétectés. Les résultats obtenus avec cet échantillon sont regroupés dans le Tableau 4 et les corrélations obtenues sont présentées sur la Figure 115 pour un paramètre  $E_0$  non corrigé et sur la Figure 116 pour un paramètre  $E_0$  corrigé des effets en angle zénithal et géomagnétique.

	Sans correction	Avec correction en $\cos\theta$	Avec correction en $F_L$	<b>Avec correction en <math>\cos\theta + F_L</math></b>
Pente a	0,60	0,59	0,82	<b>0,81</b>

b	-8,55	-8,25	-12,06	<b>-11,76</b>
$\sigma$	0,44	0,57	0,49	<b>0,56</b>
r	0,56	0,50	0,52	<b>0,49</b>

Tableau 4- Valeurs caractéristiques de la corrélation en énergie obtenue avec l'échantillon total

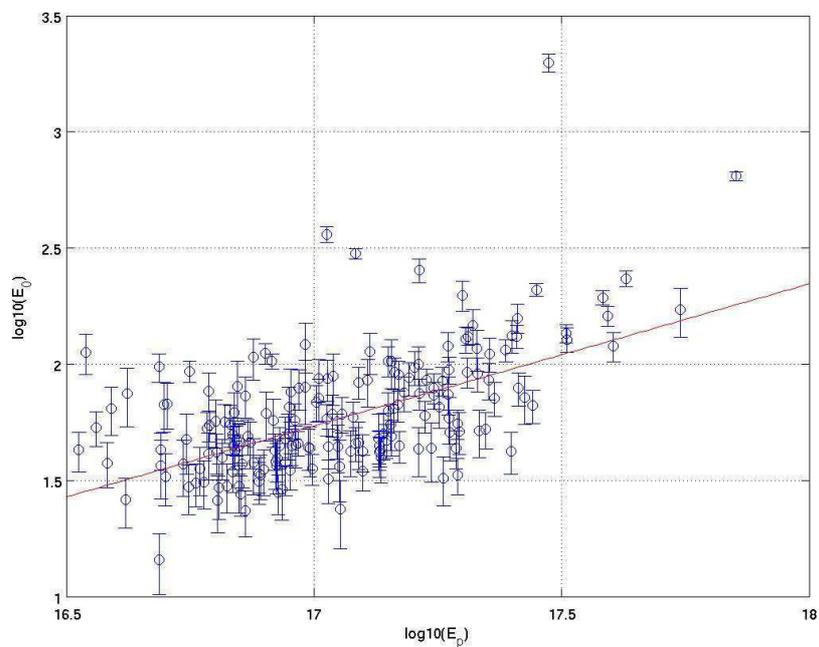
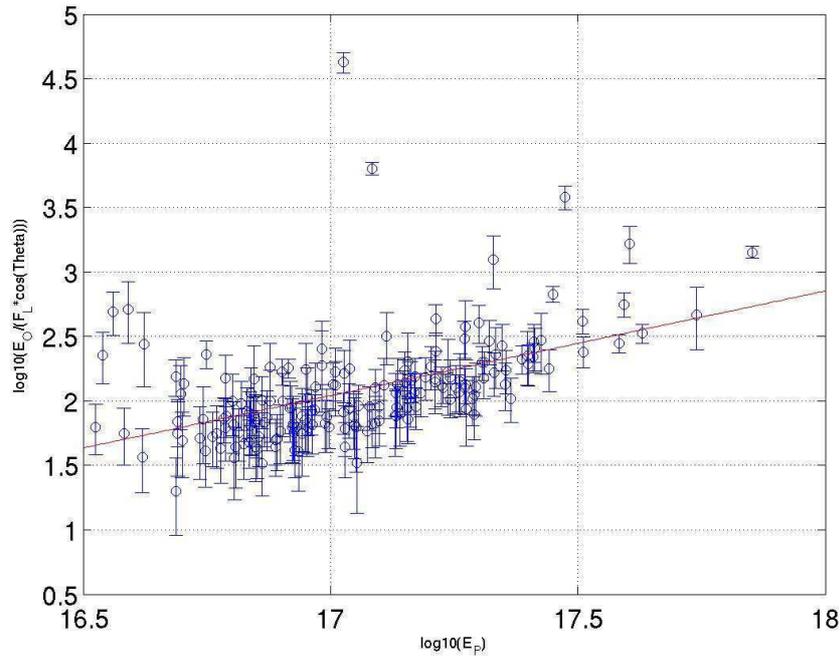


Figure 115-  $\text{Log}_{10}(E_0)$  en fonction de  $\text{log}_{10}(E_p)$  pour l'ensemble des gerbes internes radiodétectées par l'expérience CODALEMA



**Figure 116-  $\log_{10}(E_0/(F_L \cdot \cos\theta))$  en fonction de  $\log_{10}(E_p)$  pour l'ensemble des gerbes internes radiodétectées par l'expérience CODALEMA**

#### *Coefficient de corrélation*

Le coefficient de corrélation  $r$  varie, en fonction des corrections apportées au paramètre  $E_0$ , entre 0,49 et 0,56. Les corrections ne modifient que très peu la qualité de la corrélation entre les deux paramètres. Malgré tout, bien que l'existence d'une corrélation soit clairement mise en évidence, la valeur de  $r$  est relativement éloignée de 1. En effet, comme nous l'avons expliqué précédemment, l'échantillon utilisé ne contient que 44 événements pour lesquels les profils longitudinaux donnent une valeur relativement précise de  $E_0$ , le reste de l'échantillon étant composé d'événements dont le comportement des profils ne permet pas une estimation précise de l'observable radio. L'incertitude sur la valeur de  $E_0$  liée à ces derniers événements contribuent logiquement à dégrader la qualité de la corrélation.

#### *Pente de la droite de corrélation*

Contrairement au coefficient de corrélation, la pente de la droite de corrélation entre les deux paramètres  $E_0$  et  $E_p$  varie en fonction de la correction appliquée au paramètre  $E_0$ . Sans correction, la pente est de 0,6 alors que :

- la correction de l'effet géomagnétique augmente nettement la pente jusqu'à une valeur de 0,8. En effet, pour des gerbes dont la direction d'arrivée est proche de l'axe géomagnétique, le champ électrique induit est plus faible que celui induit par une gerbe subissant une force de Lorentz maximale : l'observable radio  $E_0$  sous-estime

alors l'énergie du primaire, et la correction de l'effet géomagnétique induit un redressement de la pente.

- la correction en angle zénithal n'a qu'une influence très faible sur la pente observée. La distribution en angle zénithal de CODALEMA étant centrée sur 30°, la correction en  $\cos\theta$  est logiquement peu importante, surtout en regard de celle induite par l'effet géomagnétique. Toutefois, cette distribution est uniquement due au réseau de scintillateurs (trigger de l'expérience). Pour une expérience de radiodétection à déclenchement autonome capable de mesurer des gerbes très inclinées, la correction en angle zénithal sera beaucoup plus importante.

### *Dispersion des points autour de la droite de corrélation*

La résolution  $\sigma$  des points expérimentaux autour de la loi de puissance ne varie que très peu en fonction de la correction utilisée, et est comprise entre une valeur de 0,44 obtenue sans correction et une valeur de 0,56 obtenue avec la correction des effets géomagnétique et en angle zénithal (voir Figure 117). A titre indicatif, on peut considérer en première approximation que la résolution en énergie obtenue est égale à la somme quadratique de la résolution des deux détecteurs, radio et scintillateurs. En considérant une résolution en énergie de 30% pour le réseau de détecteurs de particules, on peut estimer la résolution en énergie du réseau d'antennes à une valeur de l'ordre de 40% en utilisant la relation :

$$\sigma_{radio} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{scintillateurs}^2}$$

On peut remarquer que deux points, situés à des énergies comprises entre  $10^{17}$  eV et  $2.10^{17}$  eV, sont clairement hors corrélation sur la Figure 116. Ces deux évènements sont atypiques dans l'échantillon : leurs directions d'arrivée sont proches de l'axe géomagnétique, mais contrairement à ce que l'on attendrait avec le modèle géomagnétique, le champ électrique induit par ces gerbes est élevé (de l'ordre de  $300 \mu\text{V.m}^{-1}$ ). L'énergie et l'effet géomagnétique ne pouvant expliquer ces faits, un autre phénomène, non compris, en est à l'origine. Ces évènements ayant eu lieu au début de l'été, fin juin, une des hypothèses possibles est un effet d'orage, c'est-à-dire une augmentation anormale du champ électrostatique local, alors capable, pour une énergie donnée, d'amplifier le développement de la gerbe, et donc l'intensité du signal radio émis. Ce genre de phénomène a déjà été observé par l'expérience LOPES.

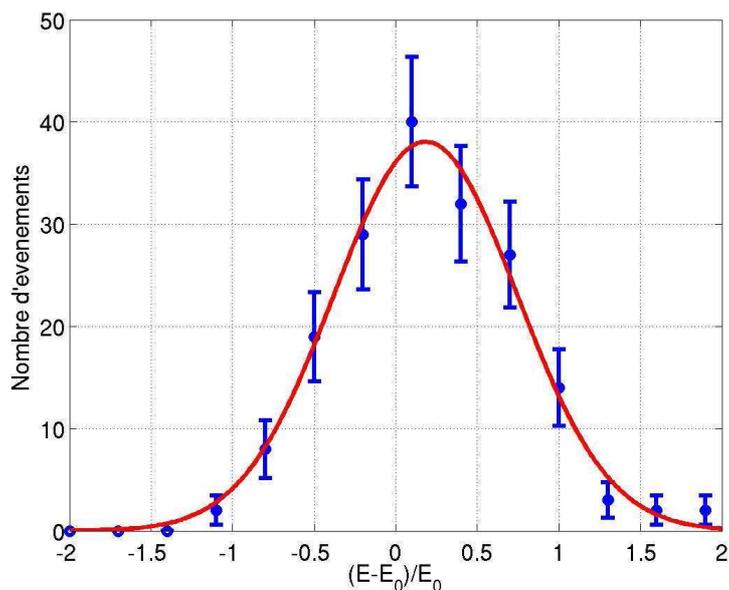


Figure 117- Distribution de l'écart à la loi de puissance des points expérimentaux obtenus avec l'échantillon total

### b. Corrélation pour les évènements avec un profil longitudinal correctement estimé

Nous allons maintenant nous intéresser au sous-échantillon d'évènements ayant un profil longitudinal clairement décroissant vu par CODALEMA, et par conséquent bien ajusté par une fonction exponentielle. L'échantillon dispose d'une faible statistique (44 évènements, soit 26% de l'échantillon total). Les résultats des régressions linéaires sont présentés dans le Tableau 5 et les corrélations obtenues sont présentées sur la Figure 115 pour un paramètre  $E_0$  non corrigé et sur la Figure 116 pour un paramètre  $E_0$  corrigé des effets en angle zénithal et géomagnétique.

	Sans correction	Correction en $\cos\theta$	Correction en $F_L$	<b>Correction en <math>\cos\theta + F_L</math></b>
a	0,72	0,71	1,05	<b>1,04</b>
b	-10,47	-10,25	-15,93	<b>-15,71</b>
$\sigma$	0,21	0,28	0,38	<b>0,34</b>
r	0,78	0,74	0,83	<b>0,83</b>

Tableau 5- Corrélation entre  $\log_{10}(E_p)$  et  $\log_{10}(E_0)$  pour les 44 évènements sélectionnés

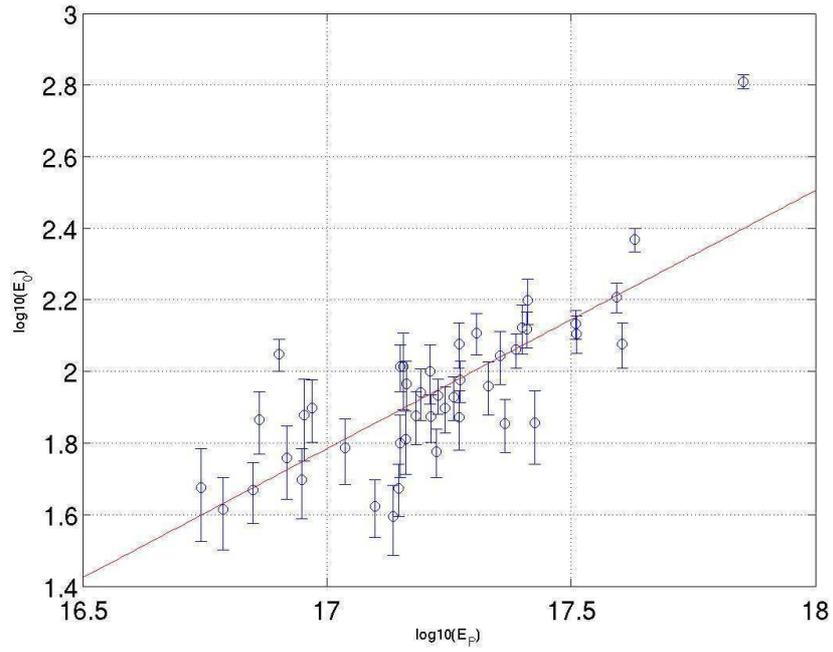


Figure 118-  $\log_{10}(E_0)$  en fonction de  $\log_{10}(E_p)$  pour les 44 événements sélectionnés

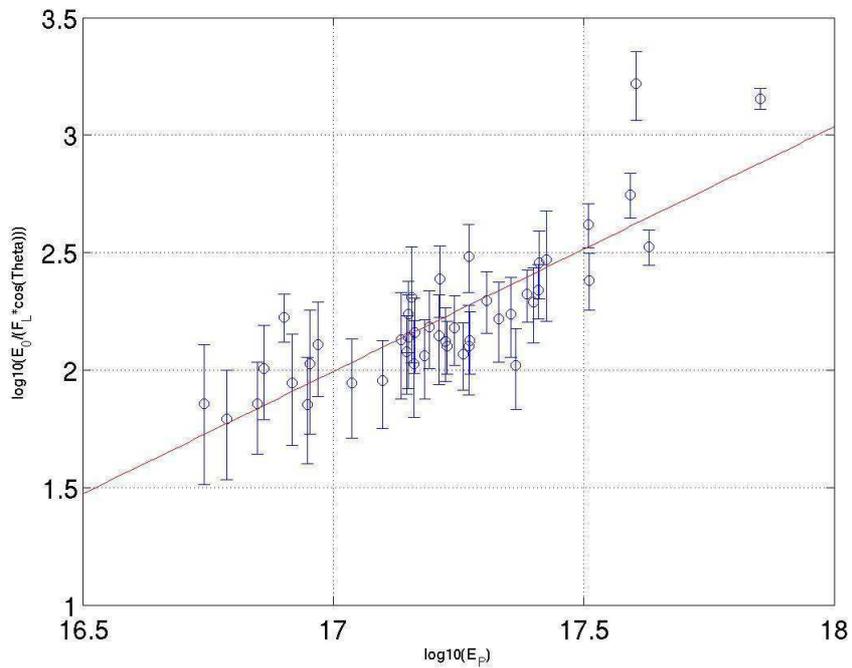


Figure 119-  $\log_{10}(E_0/(F_L \cdot \cos \theta))$  en fonction de  $\log_{10}(E_p)$  pour les 44 événements sélectionnés

### *Coefficient de corrélation*

Avec l'échantillon réduit d'évènements sélectionnés, le coefficient de corrélation est nettement supérieur à celui obtenu pour l'échantillon total, la valeur minimale obtenue étant de 0,74. La corrélation entre l'énergie du primaire et l'observable  $E_0$  corrigée des effets géomagnétique et d'angle zénithal a le coefficient maximal de 0,83. Ce résultat confirme que le paramètre  $E_0$  obtenu par la paramétrisation des profils longitudinaux correctement mesurés semble être une observable intéressante de l'énergie de la particule primaire.

### *Pente de la droite de corrélation*

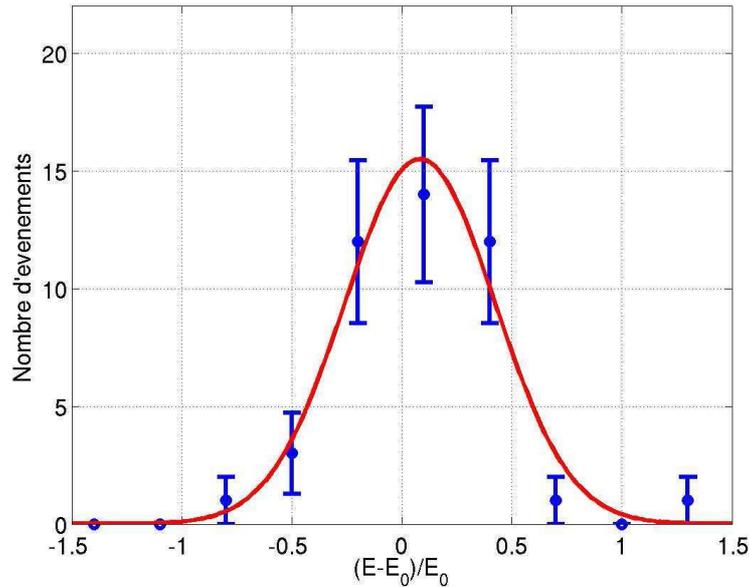
Comme pour l'échantillon total, la pente de la droite de corrélation dépend des corrections appliquées au paramètre  $E_0$  : d'une valeur de 0,7 sans correction ou avec la correction en angle zénithal, elle passe à une valeur proche de 1 quand on corrige de l'effet géomagnétique. Comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre 2, des expériences de radiodétection (expérience de Moscou et expérience du Mont Chacaltaya) ont obtenues des résultats contradictoires lors de leurs tentatives de corrélation du champ électrique induit avec l'énergie du primaire, trouvant une corrélation avec  $E_p$  et une corrélation avec  $E_p^{0,5}$  pour la seconde. Les résultats obtenus par CODALEMA semblent pointer vers une corrélation avec  $E_p$ , résultat qui est également prévu par les théories de création de champ.

### *Dispersion des points autour de la droite de corrélation*

La résolution en énergie  $\sigma$  obtenue avec l'échantillon réduit d'évènements sélectionnés est de l'ordre de 0,34, et est donc inférieure à celle obtenue avec l'échantillon total. La distribution des écarts mesurés pour une correction des deux effets est présentée sur la Figure 120. Comme pour l'échantillon total, on estime en première approximation la résolution en énergie comme étant la somme quadratique de la résolution en énergie des deux détecteurs. On trouve alors une résolution en énergie du réseau d'antennes de l'ordre de 16% par la relation :

$$\sigma_{radio} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{scintillateurs}^2}$$

Ce résultat est loin d'être définitif, vu la faible statistique mise en jeu ainsi que les incertitudes régnant sur le comportement du profil longitudinal. Toutefois, il est une bonne indication des performances futures de la technique de radiodétection au niveau de la mesure de l'énergie de la gerbe, qui pourraient être, comme attendu théoriquement, comparables à celles des télescopes de fluorescence. Un saut qualitatif reste néanmoins à franchir, que ce soit dans la compréhension des mécanismes de création du champ électrique induit, puisque les meilleures performances obtenues avec l'expérience CODALEMA ne correspondent qu'à 25% des évènements radiodéfectés, ou dans la statistique utilisable.



**Figure 120- Distribution de l'écart à la loi de puissance obtenue des points expérimentaux obtenus avec l'échantillon réduit de 44 événements**

Pour obtenir une meilleure statistique, c'est-à-dire des profils longitudinaux correctement échantillonnés par l'expérience CODALEMA et raisonnablement interprétés à l'aide d'une fonction exponentielle, il est nécessaire de comprendre parfaitement le comportement des distributions latérales du champ électrique induit. Le fait que seulement 26% des événements internes radiodéTECTÉS correspondent aux profils attendus reste à être expliciter. Les limitations expérimentales du système sont bien évidemment en cause : taille du bras, rapport signal/bruit des antennes. Toutefois d'autres effets sont en cause, comme l'effet en angle zénithal présenté dans le paragraphe 1, ou un effet en énergie apparaissant sur la Figure 119 qui indique que le nombre d'événements d'énergie inférieure à  $2.10^{17}$  eV est plus faible que le nombre d'événements d'énergie supérieure à  $2.10^{17}$  eV. Si la prochaine évolution de l'expérience CODALEMA (extension du réseau en maille rectangulaire à l'aide de stations autonomes) va permettre un meilleur échantillonnage du champ électrique et fournir de nouvelles informations sur les profils, il est aussi possible qu'un pas supplémentaire soit franchi en travaillant à un seuil en énergie supérieur avec des signaux de plus grande amplitude. Cette étude pourra entre autres être menée grâce à une expérience de radiodétection comme R@Auger.

### c. Corrélation pour l'ensemble des événements en utilisant l'observable $E_{moy}$

Nous avons vu que les événements de notre échantillon sont globalement composés de deux types, les profils longitudinaux à décroissance finie et les profils « horizontaux » dont le paramètre  $E_0$  tend fortement vers le champ moyen  $E_{moy}$ . Il est intéressant de caractériser le comportement de cette observable dégradée de l'énergie comme nous l'avons fait pour l'observable  $E_0$ . Dans le cadre de l'expérience CODALEMA, nous travaillons à faible paramètre d'impact et avec une extension de bras réduite de l'ordre de 300 mètres. Si l'hypothèse de la mesure d'un champ électrique constant et donc d'un profil « horizontal » est

en première approximation possible, il reste à déterminer à quelle distance ce champ « constant » s'éteindrait.

Les résultats obtenus des régressions linéaires effectuées avec le paramètre  $E_{moy}$  sont présentés sur le Tableau 6. La corrélation entre ce paramètre et l'énergie de la gerbe est effective. Toutefois, comme prévu, cette corrélation est moins pertinente que dans les cas étudiés précédemment, avec un coefficient de corrélation et une pente plus faible.

	Sans correction	Correction en $\cos\theta$	Correction en $F_L$	Correction en $\cos\theta + F_L$
a	0,38	0,37	0,60	0,59
b	-4,89	-4,59	-8,40	-8,10
$\sigma$	0,42	0,54	0,45	0,53
r	0,46	0,37	0,44	0,41

Tableau 6- Corrélation entre  $\log_{10}(E_p)$  et  $\log_{10}(E_{moy})$  pour l'ensemble de l'échantillon

## 2. Extrapolations

### a. Estimation de l'énergie des événements externes par la radio

Sur 872 événements radiodéTECTÉS par l'expérience CODALEMA, 620 événements, soit 71% de l'échantillon total, sont externes au réseau de scintillateurs : aucune information sur la position du pied de gerbe ou l'énergie de la gerbe n'est alors disponible. Une estimation de l'énergie de ces événements peut toutefois être effectuée en première approximation en utilisant la corrélation entre l'observable radio  $E_0$  et l'énergie estimée par les scintillateurs.

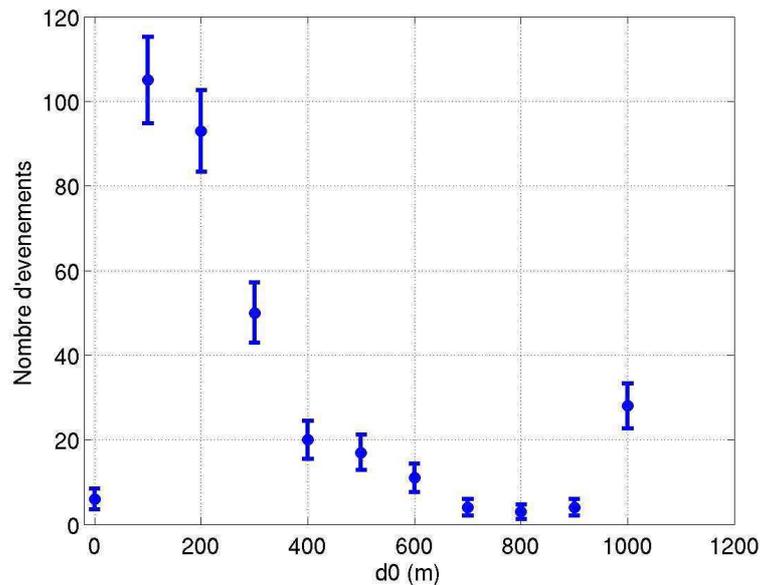
En effet, le profil longitudinal de ces événements peut aussi être reconstruit, à la différence notable près que, contrairement aux événements internes, la position du cœur de gerbe n'est pas connue et fait donc partie des paramètres libres de l'ajustement. C'est par cette méthode que l'existence de profils exponentiels a été mise en évidence par la première configuration de l'expérience CODALEMA, comme il a été présenté dans le Chapitre 3.

L'ajustement des profils des événements externes s'effectuant sur 4 paramètres libres ( $E_0$ ,  $d_0$  et la position du cœur de gerbe  $(x_0, y_0)$ ), nous allons nous intéresser qu'aux événements ayant multiplicité supérieure à 5 : l'échantillon utilisé est alors de 341 événements. La distribution des paramètres  $d_0$  obtenus est présentée Figure 121. On constate que, contrairement aux événements internes (voir Figure 104), la majorité des événements présente une forte décroissance du champ : la distribution du paramètre  $d_0$  est fortement centrée sur une valeur d'environ 200 mètres. De plus, seulement 27 événements possèdent un paramètre  $d_0$  de 1000 mètres synonyme d'un comportement horizontal du profil longitudinal.

Il est toutefois difficile de comparer directement les résultats obtenus entre événement interne et externe puisque les ajustements sont effectués de manière différente, le pied de gerbe étant libre dans le cas des externes. Par exemple, pour une distribution latérale de champ fortement horizontale, l'ajustement peut placer le pied de gerbe à très grande distance du réseau d'antennes et ainsi obtenir un paramètre  $d_0$  faible pour le profil reconstruit. Il est donc

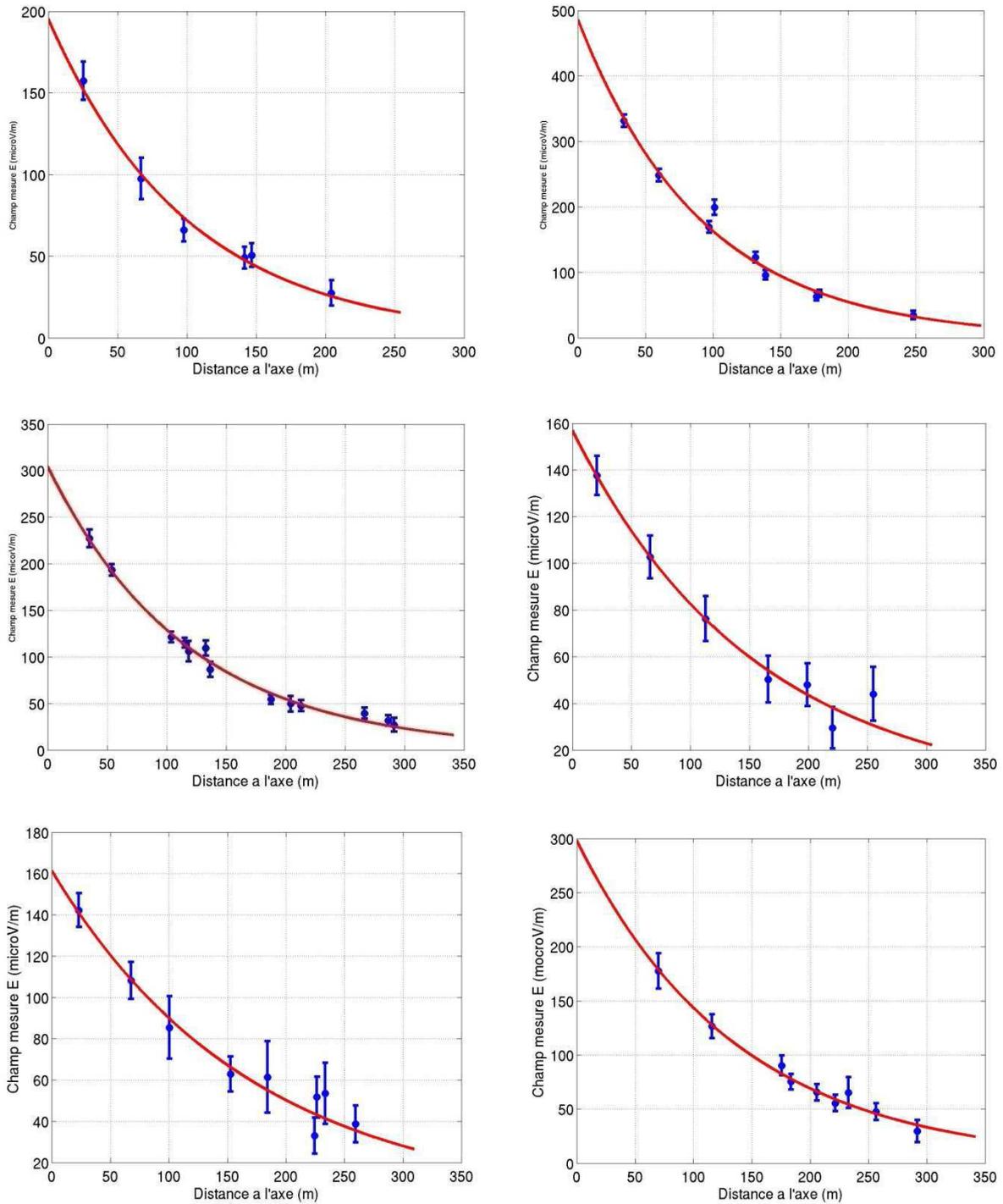
nécessaire d'effectuer une sélection fine des évènements externes en appliquant les mêmes critères que pour les évènements internes, c'est-à-dire :

- un échantillonnage du champ électrique sur une distance supérieure à 100 mètres
- la mesure du champ électrique par au moins une antenne située à moins de 100 mètres de l'axe de la gerbe radiodétectée



**Figure 121- Distribution des  $d_0$  obtenus par la reconstruction des profils longitudinaux des 341 évènements externes sélectionnés**

L'échantillon obtenu est de 80 évènements, soit 23% de l'échantillon total. Le taux d'évènements corrects est compatible avec celui obtenu pour l'échantillon d'évènements internes, ce qui est un bon indicateur de la pertinence de la sélection effectuée, le comportement des profils longitudinaux étant indépendant des critères de centralité fixés par le réseau de scintillateurs. Quelques exemples de profils longitudinaux issus de cet échantillon sont présentés Figure 122.



**Figure 122- Exemples de profils longitudinaux d'évènements externes au réseau de scintillateurs mesurés par l'expérience CODALEMA**

Les évènements sélectionnés présentant tous un profil exponentiel marqué, nous pouvons appliquer les paramètres obtenus par la corrélation des 44 évènements internes sélectionnés et déterminer l'estimation de l'énergie de la gerbe par la radio  $E_{radio}$  par l'observable radio  $E_0$  par la relation suivante :

$$E_{radio} = 10^{15,1} \cdot \left( \frac{E_0}{|(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y| \cdot \cos(\theta)} \right)^{0,96}$$

La distribution des résultats obtenus est présentée Figure 123. Les distributions en énergie des évènements internes radiodéctés (en bleu) et des évènements externes sélectionnés présentent deux différences notables :

- la détection des évènements externes semble s'effectuer à plus haute énergie que pour les internes, le seuil de détection se situant aux alentours de  $6 \cdot 10^{16}$  eV
- l'énergie des évènements externes est globalement plus élevée, le maximum de la distribution se situant vers  $2,5 \cdot 10^{17}$  eV (contre  $10^{17}$  eV pour les évènements internes). Des gerbes avec des énergies allant jusqu'à  $2 \cdot 10^{18}$  eV auraient ainsi été détectées

Ce résultat est extrêmement préliminaire et nécessiterait une analyse poussée de la topologie radio de ces évènements externes, ainsi que du comportement du réseau de scintillateurs pour ces mêmes évènements pour permettre une conclusion définitive. Toutefois, le comportement observé est parfaitement compatible avec celui attendu : les évènements externes radiodéctés étant à priori tombés à une distance du réseau d'antennes plus grande que dans le cas des évènements internes, le seuil en énergie de détection radio doit logiquement être supérieure à celui estimé à faible paramètre d'impact. De plus, il est tout à fait possible que des évènements d'énergie supérieure à  $10^{18}$  eV aient pu être détectés par le réseau de scintillateurs. Aucune conclusion n'est donc à l'heure actuelle possible, mais le comportement observé semble confirmer la pertinence de l'observable radio  $E_0$  dans les cas des profils longitudinaux correctement ajustés par le modèle exponentiel, que ce soit pour des évènements internes ou externes.

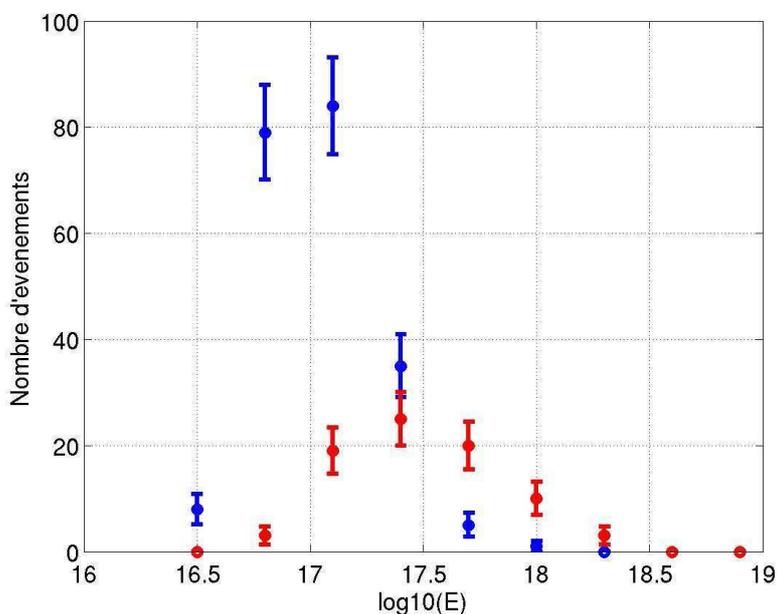


Figure 123- Energie en logarithme de base 10 des gerbes mesurées par CODALEMA: en bleu l'énergie estimée par le réseau de scintillateurs pour les 171 évènements internes, en rouge l'estimation par la radio de l'énergie pour les 80 évènements externes sélectionnés

## b. Extension du champ électrique à ultra-haute énergie

Nous allons maintenant nous placer dans le cas idéal où les profils longitudinaux des gerbes radiodétectées sont parfaitement connus et effectivement paramétrisés par la fonction exponentielle d'Allan. Une estimation de l'extension du champ à ultra-haute énergie est alors possible en connaissant la corrélation entre l'énergie du primaire  $E_P$  et l'observable radio corrigée des effets géomagnétique et d'angle zénithal  $E_{0corr}$  :

$$E_{0corr} = 10^{(a \cdot \log_{10}(E_P) + b)}$$

avec a et b les paramètres de la corrélation. Dans l'hypothèse de profils compatibles avec la paramétrisation d'Allan, l'utilisation de la corrélation obtenue pour le sous-échantillon de 44 événements à profils correctement estimés, soit  $a = 1,05$  et  $b = -15,71$ , est raisonnable.

La valeur du champ électrique mesuré à la distance  $d$  à l'axe de la gerbe est donnée par la relation :

$$E(d) = E_{0corr} \cdot e^{-\frac{d}{d_0}}$$

Le champ calculé ici est donc indépendant de la direction d'arrivée de la gerbe. Dans l'absolu, il serait nécessaire de prendre en compte à la fois la correction en effet géomagnétique que le terme  $F_L = |(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_y|$ , la correction en angle zénithal en  $\cos\theta$  ainsi que la dépendance attendue du  $d_0$  en fonction de l'angle zénithal. Toutefois, cette dernière dépendance étant à l'heure actuelle expérimentalement inconnue, nous allons simplifier l'étude en considérant une gerbe arrivant du Nord. Dans ce cas, les effets géomagnétique et en angle zénithaux vont se compenser, la correction en  $\cos\theta$  étant croissante avec l'augmentation de l'angle zénithal, alors que la correction due à l'effet géomagnétique sera de plus en plus faible. L'influence du paramètre  $d_0$  sur l'extension du champ électrique induit peut alors être étudiée indépendamment.

En-dessous d'un certain seuil  $E_{lim}$ , le champ sera trop faible pour être mesuré par le détecteur. On peut ainsi estimer la distance maximale de l'extension du champ électrique induit  $d_{max}$  en fonction du paramètre de décroissance du champ électrique  $d_0$  par :

$$d_{max} = -\log\left(\frac{E_{lim}}{E_{0corr}}\right) \cdot d_0$$

En considérant une antenne dipolaire active utilisée par l'expérience CODALEMA, le seuil  $E_{lim}$  peut être estimé à  $20 \mu\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ . Le seuil en énergie limite  $E_{Plim}$  correspondant à une valeur de  $E_{0cor}$  inférieure à  $20 \mu\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ , c'est-à-dire à un événement indétectable par une antenne CODALEMA quelque soit la valeur du paramètre  $d_0$ , est alors de  $2,5 \cdot 10^{16}$  eV, valeur compatible avec le seuil de détection en énergie déterminé expérimentalement de  $5 \cdot 10^{16}$  eV.

La Figure 124 présente les valeurs obtenues de  $d_{max}$  en fonction de  $\log_{10}(E_P)$  pour différents paramètres de décroissance  $d_0$ . On constate logiquement que plus le paramètre de décroissance  $d_0$  sera faible, c'est-à-dire que plus la décroissance du champ électrique induit sera rapide, plus l'extension du champ sera faible. Le point crucial reste toutefois la valeur de cette extension maximale à partir de la corrélation en énergie : à  $10^{19}$  eV, l'extension du champ électrique induit est de l'ordre de 500 mètres pour un  $d_0$  de 100 mètres, et augmente de

~700 mètres par pas de 100 mètres en  $d_0$ . Ainsi, toujours à une énergie de la particule primaire de  $10^{19}$  eV, l'extension du champ pour un paramètre de  $d_0$  de 400 mètres sera de ~2500 mètres, et pour un  $d_0$  de 800 mètres, l'extension du champ induit sera de 5400 mètres.

Connaître l'extension réelle du champ électrique induit nécessite une connaissance parfaite du comportement des profils longitudinaux. En effet :

- Si la valeur du paramètre  $d_0$  ne dépend que de l'angle zénithal d'arrivée de la gerbe, alors l'efficacité de la radiodétection va dépendre fortement de la direction d'arrivée de la gerbe. En effet, la détection d'une gerbe verticale nécessiterait une distance faible entre les antennes (dans le pire des cas égale à l'extension maximale du champ). Un réseau d'antennes étendu avec un grand pas de réseau de l'ordre du kilomètre ne serait alors sensible qu'aux gerbes très inclinées.
- Si toutefois, la valeur du paramètre  $d_0$  ne dépend pas que de l'angle zénithal, mais aussi des caractéristiques intrinsèques de la gerbe (nature du primaire, position du  $X_{max}$ ), comme peuvent le laisser supposer les résultats expérimentaux de CODALEMA, la situation sera évidemment différente.

La caractérisation de l'efficacité de la radiodétection à ultra-haute énergie va donc nécessiter non seulement des essais expérimentaux qui seront probablement effectués dans le cadre de l'expérience R@Auger, mais également une connaissance profonde des phénomènes physiques liés aux profils longitudinaux du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique. La prochaine évolution de l'expérience CODALEMA, c'est-à-dire une extension du réseau d'antennes à l'aide stations autonomes mesurant les polarisations Est-Ouest et Nord-Sud du champ électrique, devrait permettre d'apporter de nouvelles informations fondamentales pour le futur de la technique de radiodétection.

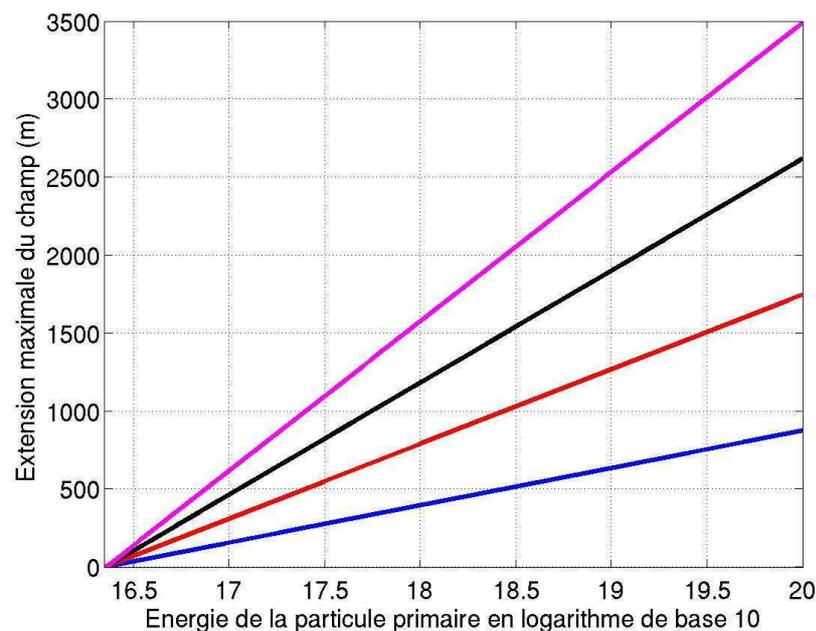


Figure 124- Extension maximale du champ électrique induit par une gerbe arrivant au Nord détectable par une antenne CODALEMA en fonction du logarithme en base 10 de l'énergie de la particule primaire, pour différentes valeurs du paramètre  $d_0$  (de bas en haut: 100m, 200m, 300m, 400m)

# CONCLUSION

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse concernent essentiellement la seconde configuration de l'expérience CODALEMA. Dans un premier temps, une partie de mon travail a été de rendre cette configuration pleinement opérationnelle en participant à la mise à jour de l'ensemble des routines de traitement des données à partir des données brutes, ainsi qu'aux tests des antennes dipolaires avant leur déploiement effectif sur le terrain.

Dans un second temps, mon travail a été consacré à l'analyse des données obtenues par la seconde configuration de CODALEMA. Trois résultats majeurs sont présentés dans ce manuscrit :

- la mise en évidence d'un effet géomagnétique dans le mécanisme de création du champ électrique induit par une gerbe atmosphérique
- une première analyse des profils longitudinaux de champ mesurés par CODALEMA pour les événements internes, c'est-à-dire les événements pour lesquels la position du cœur de gerbe (et donc la position des antennes par rapport à l'axe de la gerbe) est fixée par les informations scintillateurs
- l'étude de la corrélation entre l'énergie de la gerbe estimée par les scintillateurs et différentes observables propres à la radiodétection

La distribution d'arrivée des événements radiodéfectés par CODALEMA montre une claire asymétrie Nord-Sud due à un déficit d'événements au Sud dans la zone proche de l'axe géomagnétique terrestre. A notre stade de compréhension, deux conclusions peuvent être tirées :

- le comportement du champ électrique mesuré peut être reproduit par la simple utilisation du produit vectoriel  $\vec{v} \wedge \vec{B}$  de la force de Lorentz
- le signal radio induit par le champ géomagnétique est dominant dans les conditions actuelles d'observation de CODALEMA

Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par Allan (33) qui a mesuré un champ électrique orienté selon la direction  $\vec{v} \wedge \vec{B}$  et proportionnel à  $|\sin \alpha| = |\vec{v} \wedge \vec{B}|$ . A titre de comparaison, l'expérience LOPES paramétrise le signal radio pour des antennes polarisées Est-Ouest d'une autre manière, en utilisant un facteur  $((1,16 \pm 0,025) - \cos \alpha)$  au lieu de  $\sin \alpha$ . L'utilisation du produit vectoriel  $\vec{v} \wedge \vec{B}$  a toutefois l'avantage de sortir naturellement du modèle théorique d'une émission par effet géomagnétique du signal électrique induit par une gerbe en incluant directement les trois polarisations du champ, et permet également de reproduire le maximum local d'événements au Sud, ce qui n'est pas le cas de la paramétrisation de LOPES.

Une meilleure caractérisation de la polarisation du champ électrique induit est cependant nécessaire puisqu'elle pourrait à priori permettre une discrimination entre les deux modèles géomagnétiques actuels : le modèle géosynchrotron et le modèle de création de champ par courant. Dans cet objectif, le champ électrique va être mesuré par CODALEMA dans différentes polarisations, notamment par le déploiement, avant la fin de l'année, de stations autonomes utilisant des antennes orientées selon les directions Est-Ouest et Nord-Sud. De

plus, le Réseau Décamétrique de Nançay étant maintenant équipé d'une électronique adaptée à la détection de signaux transitoires, des informations complémentaires sur la polarisation du champ électrique seront disponibles en raison de la polarisation circulaire des antennes spirales log-périodiques. Cette étude aura de plus une grande conséquence sur la technique de radiodétection elle-même. En effet, si le signal radio est purement proportionnel à  $\vec{v} \wedge \vec{B}$ , les composantes Nord-Sud et verticale du champ seront liés par une relation de proportionnalité. Il sera alors inutile de mesurer simultanément ces deux polarisations, une seule, couplée à la polarisation Est-Ouest, permettant alors de déterminer le champ total. Ce résultat impacterait fortement sur le coût de développement et sur la facilité de déploiement d'une expérience de radiodétection à grande échelle.

Les premiers profils longitudinaux de champ électrique induit ont été mesurés événement par événement par la première configuration de CODALEMA, mais la position du cœur de gerbe était alors donnée de manière libre par l'ajustement. Avec la seconde configuration de l'expérience CODALEMA, cette position est donnée par le réseau de scintillateurs et les profils longitudinaux mesurés peuvent être analysés avec cette contrainte. Les résultats obtenus ont été pour le moins surprenants. En effet, les profils longitudinaux à décroissance exponentielle marquée, théoriquement attendus, ne représente que 26% de l'échantillon total. Les autres profils obtenus présentent une décroissance trop faible pour être effectivement mesurée par la configuration actuelle de CODALEMA, apparaissant horizontaux en raison de la faible distance d'échantillonnage du champ disponible (~300 mètres). Un champ électrique constant s'étendant à l'infini n'étant évidemment pas envisageable, plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce phénomène :

- les événements mesurés ayant majoritairement une énergie proche du seuil de détection, les champs mesurés sont faibles. En tenant compte de l'incertitude liée au bruit radio au moment de la mesure, la décroissance peut devenir difficilement mesurable
- de plus, l'expérience CODALEMA ne mesurant qu'une seule polarisation du champ électrique induit, l'hypothèse d'une influence de la polarisation sur la forme du profil longitudinal est pertinente
- l'influence de l'environnement direct sur les champs électriques mesurés n'est pas connue. Il est extrêmement probable qu'il existe un effet d'écrantage des antennes du à la présence du Réseau Décamétrique, d'arbres ou autres entraînant une mauvaise estimation de la valeur du champ électrique. L'influence réelle de cet effet d'écrantage sur les profils longitudinaux reste à ce jour inconnue.
- selon les simulations obtenues à partir du modèle géosynchrotron, la décroissance deviendrait trop faible pour être mesurée pour des angles zénithaux supérieurs à 45°. La majorité des événements ayant un angle zénithal plus faible (en moyenne de l'ordre de 30°), cet effet ne semble pas pertinent. Toutefois, un effet en angle zénithal ayant effectivement été mis en évidence, l'hypothèse d'une décroissance plus rapide que théoriquement prévue ne peut être écartée.
- L'hypothèse d'une décroissance exponentielle du champ électrique peut être invalide dans certaines conditions physiques inconnues pour l'instant.

A part des effets en énergie et en angle zénithaux, aucune autre systématique n'a pu être pour l'instant mise en évidence pour expliquer les tendances observées des profils longitudinaux mesurés par l'expérience CODALEMA. Le comportement des profils de champ n'est donc pas à l'heure actuelle maîtrisé, et une étude précise de ce phénomène nécessitera une nouvelle évolution de CODALEMA, avec notamment une extension des deux bras du réseau d'antennes et un déploiement d'antennes autour de la croix initiale avec un maillage rectangulaire pour échantillonner encore plus précisément le champ électrique induit au sol. Cette évolution est possible grâce aux stations autonomes développées par la collaboration CODALEMA.

Le dernier point abordé dans ce manuscrit, et qui est probablement l'une des clés pour l'avenir de la technique de radiodétection, concerne la corrélation en énergie. Les résultats obtenus sont extrêmement dépendants des profils longitudinaux :

- dans le cas des profils à décroissance exponentielle marquée, le paramètre  $E_0$  semble être une observable pertinente de l'énergie de la gerbe, puisqu'il est directement proportionnel à l'énergie de la gerbe estimée par les scintillateurs. De plus, la résolution en énergie semble dans ce cas précis très bonne (16%) puisqu'inférieure à celle des scintillateurs.
- dans le cas des profils horizontaux, la corrélation en énergie existe, mais est dégradée. L'observable  $E_0$ , au même titre que l'observable  $E_{\text{moy}}$ , ne semble d'ailleurs pas logiquement adapté au regard de la forme de ces profils.

Les résultats obtenus sont donc extrêmement prometteurs, puisqu'ils confirment pour la première fois les capacités de la radiodétection, notamment dans l'estimation de l'énergie où la technique semble pouvoir atteindre, voire surpasser, des performances de l'ordre de celles des télescopes à fluorescence.

Toutefois, ces performances ne sont obtenues avec l'observable  $E_0$  que dans le cas des profils longitudinaux à décroissance exponentielle marquée, soit 26% des cas. Pour les autres profils, l'observable n'est plus adaptée. Il est donc nécessaire de franchir une dernière étape majeure en obtenant une compréhension totale des profils longitudinaux et en extrayant l'observable associée de l'énergie de la gerbe.

Figure 1- Electroscopé à feuilles d'or .....	9
Figure 2- Viktor Hess avant l'une de ses ascensions atmosphériques (1912) .....	9
Figure 3- Une du New York Times du 31 Décembre 1932, rapportant les débats houleux sur la composition des rayons cosmiques entre Millikan et Compton.....	11
Figure 4- Cartes des isocosmes mesurées par la mission Compton (extrait de (6)).....	11
Figure 5- Principe de la méthode des coïncidences, le passage d'une particule de trajectoire PQ déclenchant ici un simple compteur N mais pouvant servir de déclencheur à une chambre de Wilson.....	13
Figure 6- Création d'une paire électron-positron lors du passage d'un photon de haute énergie à travers une fine lame de plomb vu par une chambre de Wilson. Les rayons de courbure identiques signent une particule de même masse, mais de charge opposée.....	13
Figure 7- Quelques expéditions stratosphériques célèbres .....	14
Figure 8- Les différentes composantes d'une gerbe atmosphérique (figure AB).....	16
Figure 9- Profil longitudinal d'une gerbe atmosphérique. La valeur du $X_{\max}$ correspond à la densité de matière traversée pour laquelle le nombre de particules est maximale.....	17
Figure 10- Principe de fonctionnement d'un détecteur de particules au sol. A gauche, un détecteur de type scintillateurs; a droite, un détecteur de type cuve à eau Cerenkov (figure AB).....	18
Figure 11- Configuration du réseau de détection au sol d'Haverah Park. Les cercles représentent les cuves Cerenkov, le "Hut" étant la station centrale d'acquisition.....	20
Figure 12- Le télescope de fluorescence (à gauche) capte la lumière UV émise par le passage d'une gerbe dans l'atmosphère. Les photomultiplicateurs enregistrent le profil longitudinal de la gerbe (à droite) (figure AB).....	21
Figure 13- Premier prototype fonctionnel de télescope de fluorescence (Volcano Ranch, 1976) .....	21
Figure 14- Exemple d'évènement hybride mesuré par l'Observatoire Auger. Sur la figure du haut est représentée l'énergie déposée dans les cuves touchées; sur la figure du bas, la fonction latérale de distribution de la gerbe est déterminée par les télescopes de fluorescence .....	22
Figure 15- Représentation de l'Observation Pierre Auger. Les points violets correspondent aux cuves à eau Cerenkov, les triangles noirs aux télescopes de fluorescence (2008).....	23
Figure 16- Radiotélescope de l'Observatoire de radioastronomie de Nançay .....	24
Figure 17- Les deux principaux télescopes gamma: à gauche, VERITAS, et à droite HESS. 25	
Figure 18- Vue d'artiste des lignes de photomultiplicateurs de l'expérience ANTARES.....	26
Figure 19- Spectre des rayons cosmiques, présentant le flux de particules en fonction de l'énergie .....	27
Figure 20- Spectre en énergie du rayonnement cosmique multiplié par $E^3$ (figure Rouillé d'Orfeuil).....	28

Figure 21- Spectre en énergie des rayons cosmiques multiplié par $E^3$ et zoomé sur le domaine des RCUHE. Les résultats présentés sont ceux obtenus par l'expérience AGASA (en bleu) et l'expérience HiRes (en rouge) .....	30
Figure 22- Perte d'énergie par photoproduction de pions d'un proton en fonction de son parcours .....	31
Figure 23- Spectre en énergie des rayons cosmiques obtenu par l'Observatoire Pierre Auger (entre 2004 et 2007) .....	32
Figure 24- Taux d'élongation mesuré par l'expérience HiRes .....	33
Figure 25- Taux d'élongation mesuré par l'Observatoire Pierre Auger.....	34
Figure 26-Résultats de l'expérience AGASA sur les directions d'arrivée des RCUHE: à gauche, l'existence parmi les évènements d'énergie supérieure à $4.10^{19}$ de multiplets (doublet en bleu, triplet en violet) peut être la signature de sources de RCUHE ; à droite l'anisotropie mesurée par AGASA présentant un excès d'évènements vers le centre galactique .....	35
Figure 27- Corrélation entre les 27 évènements de plus haute énergie observé par l'Observatoire Pierre Auger (cercles noirs de diamètre $3,1^\circ$ ) et la position de 478 AGN issu du catalogue Véron-Cetty & Veron (croix rouges). La forte accumulation observée autour du plan super galactique (tiret noir pointillé) semble indiquer une origine extragalactique des RCUHE .....	35
Figure 28- Configuration de l'expérience de radiodétection menée par Jelley en 1965(les compteurs Geiger G mesurent le passage d'une gerbe atmosphérique. Le trigger du réseau d'antennes T peut n'être déclenché que par un seul compteur Geiger, le signal mesuré par le réseau d'antenne A est transmis, après passage dans le pré-amplificateur P, jusqu'à l'oscilloscope d'acquisition) .....	39
Figure 29- Histogrammes de la position en temps du maximum du signal enregistré. La distribution obtenue pour des triggers aléatoires (en haut) est uniforme. La distribution pour les triggers "gerbes" (en bas) montre un pic de corrélation aux environs de $6 \mu s$ : il y a radiodétection de gerbes atmosphériques.....	40
Figure 30- Déviation d'une particule de charge $q$ et de vecteur vitesse $v$ sous l'influence d'un champ magnétique B .....	40
Figure 31- Calibration du signal électrique induit avec l'énergie de la particule primaire reconstruite par un réseau de détecteurs de particules. A gauche les résultats obtenus par l'expérience de Moscou, à droite ceux obtenus par l'expérience du Mont Chacaltaya .....	43
Figure 32- Champ électrique mesuré en fonction de la distance à l'axe. Chaque amplitude est corrigée, selon la relation d'Allan, de l'énergie de la particule primaire et de sa direction d'arrivée. Les points correspondent aux énergies inférieures à $3.10^{17}$ eV; les croix aux énergies supérieures à $3.10^{17}$ eV .....	44
Figure 33- Evolution du champ géosynchrotron induit par une gerbe verticale de $10^{17}$ eV pour des paramètres d'impact de 75m et 525m. Le champ électrique a été calcul dans le cadre d'une comparaison entre deux programmes de modélisation de l'émission géosynchrotron, REAS2 .....	46
Figure 34- Spectres en fréquence de l'émission géosynchrotron induite par une gerbe verticale de $10^{17}$ eV pour différents paramètres d'impact: de haut en bas, 20m, 140m, 260m, 380m et 500m (44).....	47
Figure 35- Figures de contour de l'émission géosynchrotron induite par une gerbe verticale de $10^{17}$ eV. Le niveau des contours est de $0,25 \mu V.m.MHz$ . De gauche à droite: le champ électrique total, la polarisation Nord-Sud et la polarisation Est-Ouest. ....	48
Figure 36- Evolution du champ électrique du au courant transverse induit par une gerbe verticale de $10^{17}$ eV pour des paramètres d'impact compris entre 100m et 900m .....	49

Figure 37- Spectres en fréquence de l'émission transverse induite par une gerbe verticale de $10^{17}$ eV pour différents paramètres d'impact: de haut en bas, 100m, 200m, 300m, 500m et 700m.....	50
Figure 38- Spectre en fréquence du ciel de Nançay.....	56
Figure 39- Variations ionosphériques du spectre en fréquence (en dBm) à Nançay en fonction de l'heure UTC. Chaque spectre correspond à une moyenne de 1600 évènements effectués pour différents mois (d'octobre en haut à gauche à avril en bas à droite). Les heures de coucher et lever du soleil sont indiqués par les lignes noires. ....	57
Figure 40- Antennes log-périodiques du DAM.....	58
Figure 41- Configuration finale de la première phase de l'expérience CODALEMA.....	59
Figure 42- Gain (en dBi) en fonction de la direction d'arrivée d'une antenne log-périodique. 60	
Figure 43- Distribution des évènements radiodétektés avec la première configuration de l'expérience CODALEMA.....	62
Figure 44- Exemples de profils longitudinaux mesurés par la première configuration de CODALEMA. Les points représentent le champ mesuré par les antennes touchées par une impulsion, les croix rouges par les antennes n'ayant pas été taggées. La topologie du champ électrique sur le réseau d'antennes est présentée pour chaque évènement. ....	64
Figure 45- Antenne dipolaire active CODALEMA développée au laboratoire SUBATECH. 66	
Figure 46- Spectre en fréquence montrant le phénomène de résonance pour une antenne dipolaire prototype de 2 mètres sans amplificateur.....	66
Figure 47- Schéma électrique équivalent de l'antenne active.....	67
Figure 48- Gain normalisé de l'antenne dipolaire CODALEMA simulé par EZNEC dans les plans E et H pour 3 fréquences: 1 MHz, 30 MHz et 70 MHz.....	69
Figure 49- Fonctions de transfert entre tension mesurée et champ électrique en fonction de la fréquence, pour une antenne en champ libre (en rouge) et pour une antenne à un mètre d'un sol parfait.....	71
Figure 50- Préamplificateur (LNA pour Low Noise Amplifier) sur le PCB placé en tête d'antenne.....	72
Figure 51- Emission radio galactique à 408 MHz dans le repère galactique (projection de Mollweide).....	73
Figure 52- Bruit de fond mesuré sur l'antenne dipolaire NS3 en fonction de l'heure LST. La ligne rouge, correspondant au signal radio galactique attendu, est compatible avec le comportement observé.....	74
Figure 53- Vue schématique d'un scintillateur utilisé par le réseau de détecteurs de particules de l'expérience CODALEMA. A droite, on voit la cuve en inox contenant la plaque de plastique et les photomultiplicateurs avant l'insertion dans la boîte plastique (figure Chauvin).....	75
Figure 54- Positions des pieds de gerbe reconstruits pour les évènements internes détectés par le réseau de surface (croix rouge) de l'expérience CODALEMA.....	76
Figure 55- Flux relatif intégré en fonction de $\log_{10}(N_c)$ pour, de haut en bas, des angles compris entre $0^\circ$ - $26^\circ$ , $26^\circ$ - $35^\circ$ , $35^\circ$ - $42^\circ$ et $42^\circ$ - $47^\circ$ . Les droites noires correspondent au flux de cosmiques pour une même énergie.....	77
Figure 56- Courbes $N(\theta)=N(\theta_0).\exp(-X_0.(sec\theta-sec\theta_0)/\Lambda(E))$ obtenues pour les 6 valeurs de $K(E)$ ; le spectre des valeurs de $\Lambda(E)$ est présenté à droite.....	78
Figure 57- Différence relative entre l'énergie estimée et l'énergie injectée par la simulation AIRES.....	79
Figure 58- Phase hybride de l'expérience CODALEMA.....	81
Figure 59- Configuration actuelle de l'expérience CODALEMA.....	82
Figure 60- Antenne dipolaire E01 dans l'actuelle configuration de CODALEMA.....	83

Figure 61- Casemate d'acquisition de l'expérience CODALEMA. La toile, installée en 2007, réduit la chaleur à l'intérieur du container l'été et permet à l'expérience de fonctionner sans interruption .....	83
Figure 62- Résumé global de la chaîne de traitement des données et de sélection des événements radio de l'expérience CODALEMA .....	84
Figure 63- Atténuation prévue par le constructeur pour différentes longueurs de câble .....	86
Figure 64- Atténuation mesurée expérimentalement pour tous les câbles de la ligne Nord-Sud .....	87
Figure 65- Signal brut mesuré par une antenne de CODALEMA (en haut), et le même signal filtré dans la bande 37-70 MHz (en bas) .....	88
Figure 66- Exemple d'application de la méthode LPC à un événement radiodéecté: en haut, le signal CODALEMA (en bleu) et le signal prédit par le filtre LPC (en rouge). L'erreur de prédiction (en bas) est clairement maximale sur la zone du signal contenant l'impulsion.....	90
Figure 67- Distribution des différences temporelles entre le front de particules et le front d'onde radio sur l'ensemble des événements CODALEMA de multiplicité supérieure ou égale à 3 .....	92
Figure 68- Distribution des différences angulaires entre les directions d'arrivée des fronts de particule et des fronts d'onde radio pour les événements contenus dans le pic de corrélation temporel.....	93
Figure 69- Arbre de sélection des événements CODALEMA .....	93
Figure 70- Exemple de gerbe radiodéectée par l'expérience CODALEMA, à gauche par la ligne Nord-Sud, à droite par la ligne Est-Ouest. Les signaux des antennes sont décalés du temps de retard des câbles, le temps mesuré est le moment où le champ électrique est réellement passé sur l'antenne. Les lignes correspondent aux temps retenus pour le maximum de l'impulsion, la ligne rouge au temps prévu par la reconstruction scintillateurs. ....	94
Figure 71- Distribution en énergie des événements détectés par CODALEMA (en noir par le réseau de scintillateurs, en bleu par le réseau d'antennes).....	97
Figure 72- Efficacité de détection radio en fonction du logarithme de l'énergie .....	98
Figure 73- Conventions des directions d'arrivée dans le cadre de l'expérience CODALEMA	99
Figure 74- Exemple de probabilité de détection en fonction de l'angle zénithal représentée par une fonction de Fermi-Dirac .....	101
Figure 75- Distribution en angle zénithal des rayons cosmiques mesuré par le réseau de scintillateurs de l'expérience CODALEMA .....	101
Figure 76- Distribution en angle zénithal pour le réseau de scintillateurs pour différentes gammes d'énergie .....	102
Figure 77- Distribution en angle azimutal des événements détectés par le réseau de scintillateurs .....	103
Figure 78- Distribution en angle zénithal des événements détectés par le réseau d'antennes	104
Figure 79- Efficacité de détection en fonction de l'angle zénithal (en bleu pour des énergies supérieures à $5 \cdot 10^{16}$ eV, en rouge pour des énergies supérieures à $10^{17}$ eV).....	104
Figure 80- Distribution en angle azimutal des événements radiodéectés par le réseau d'antennes de CODALEMA.....	106
Figure 81- Distribution des angles azimutaux des événements détectés par le réseau d'antennes corrigés par la distribution obtenue par le réseau de scintillateurs.....	106
Figure 82- Distribution dans le ciel de la direction d'arrivée des événements radiodéectés pendant la période de fonctionnement hybride dipôle log-périodique.....	108
Figure 83- Distribution dans le ciel de la direction d'arrivée des événements radiodéectés vus par la ligne d'antennes log-périodiques seule.....	109
Figure 84- Distribution sur le ciel de la direction d'arrivée des événements radiodéectés par la ligne de dipôles seule .....	109

Figure 85- Définition géométrique de l'angle $\alpha$ entre la direction d'arrivée de la gerbe et l'axe du champ géomagnétique terrestre.....	112
Figure 86- Distribution en fonction de l'angle $\alpha$ des évènements détectés par le réseau de scintillateurs (en bleu) et le réseau d'antennes (en rouge).....	113
Figure 87- Efficacité de détection de l'expérience CODALEMA en fonction de l'angle $\alpha$ ...	114
Figure 88- Energie des évènements radiodétectés en fonction de l'angle $\alpha$ .....	115
Figure 89- Distribution de l'énergie des évènements radiodétectés en fonction de l'angle $\alpha$ .	115
Figure 90- Carte de couverture du ciel en $\sin \alpha$ .....	117
Figure 91- Projection sur le ciel du lobe d'antenne du dipole actif orienté sur l'axe Est-Ouest (obtenu par simulation EZNEC) .....	118
Figure 92- Carte de couverture du ciel de l'expérience CODALEMA prédite par le modèle géomagnétique simplifié .....	118
Figure 93- Carte de couverture prédite par le modèle géomagnétique simplifié pour une polarisation d'antenne Nord-Sud .....	119
Figure 94- Carte de couverture du ciel prévue pour la composante verticale du champ .....	119
Figure 95- Direction d'arrivée des évènements radiodétectés par l'expérience CODALEMA, à gauche en représentation de points (chaque évènement est un point), à droite en représentation de densité par un lissage gaussien de $10^\circ$ .....	120
Figure 96- Comparaison entre les distributions expérimentales (croix) et simulées (ligne rouge représentant la déviation à $1 \sigma$ ) en angle zénithal (à gauche) et azimutal (à droite) des évènements CODALEMA .....	121
Figure 97- Efficacité de détection, corrigée par la distribution angulaire simulée, en fonction de l'énergie de l'expérience CODALEMA .....	122
Figure 98- Directions d'arrivée sur le ciel des évènements mesurés par le réseau d'antennes Nord-Sud .....	123
Figure 99- Vue projetée de la distance à l'axe de la gerbe .....	126
Figure 100- Réponse de l'antenne CODALEMA en fonction de la fréquence du signal (obtenue par simulation EZNEC).....	127
Figure 101- Exemples de distributions latérales de champ obtenues par l'expérience CODALEMA .....	129
Figure 102- Profil longitudinal de champ électrique induit par une gerbe à tendance horizontale.....	130
Figure 103- Profils longitudinaux prévus à une fréquence de 10 MHz par le modèle géosynchrotron. En rouge pour une gerbe verticale, en vert/pointillé pour une gerbe inclinée de $15^\circ$ , en bleu/croix pour une gerbe inclinée de $30^\circ$ , en violet/carré pour une gerbe inclinée de $45^\circ$ , en turquoise/pointillée pour une gerbe inclinée de $60^\circ$ .....	131
Figure 104- Valeurs de $d_0$ obtenues par l'ajustement du profil longitudinal des 178 évènements de l'échantillon.....	132
Figure 105- Distribution des $\chi^2$ obtenus par l'ajustement des profils longitudinaux de l'échantillon de 178 évènements internes radiodétectés.....	133
Figure 106- Caractéristiques des champs mesurés antenne par antenne: à gauche, la distribution des amplitudes du champ électrique, à droite la distribution des erreurs sur le champ électrique .....	134
Figure 107- Valeurs du $\chi^2$ en fonction du paramètre $d_0$ , à gauche pour un profil à $d_0$ "fini", à droite pour un profil à $d$ "infini" .....	135
Figure 108- Incertitude sur le paramètre $d_0$ en fonction du $d_0$ issu de l'ajustement .....	137
Figure 109- Evolution du paramètre $d$ en fonction de l'angle zénithal $\theta$ , à gauche pour tous les évènements à profil longitudinal décroissants, à droite moyenné par bin de $10^\circ$ en $\theta$ .....	138
Figure 110- Probabilité, sur l'ensemble de l'échantillon, de mesurer un profil longitudinal horizontal.....	139

Figure 111- Incertitude sur l'estimation du paramètre E en fonction du bruit moyen mesuré (à gauche), et du paramètre $d_0$ dans le cas des profils à décroissance finie ( $d_0 < 400$ mètres) (à droite) .....	141
Figure 112- Distribution des rapports $E_0/E_{moy}$ en fonction du paramètre $d_0$ (à gauche) pour les profils à décroissance finie ( $d_0 < 400$ mètres), et distribution du rapport $E_0/E_{moy}$ pour les profils horizontaux.....	141
Figure 113- Corrélation obtenue par l'Observatoire Pierre Auger entre les observables de l'énergie de la gerbe particules $S_{38}$ et fluorescence $E_{FD}$ pour 661 évènements hybrides (particules + fluorescence). La droite représente le meilleur ajustement obtenu, et la distribution des résidus obtenus est présentée dans le cadre supérieur. ....	143
Figure 114- Erreur (en pourcentage) sur l'observable radio $E_0$ pour l'échantillon de 171 évènements internes radiodétectés .....	144
Figure 115- $\text{Log}_{10}(E_0)$ en fonction de $\text{log}_{10}(E_P)$ pour l'ensemble des gerbes internes radiodétectées par l'expérience CODALEMA.....	146
Figure 116- $\text{Log}_{10}(E_0/(F_L * \cos\theta))$ en fonction de $\text{log}_{10}(E_P)$ pour l'ensemble des gerbes internes radiodétectées par l'expérience CODALEMA.....	147
Figure 117- Distribution de l'écart à la loi de puissance des points expérimentaux obtenus avec l'échantillon total.....	149
Figure 118- $\text{Log}_{10}(E_0)$ en fonction de $\text{log}_{10}(E_P)$ pour les 44 évènements sélectionnés .....	150
Figure 119- $\text{Log}_{10}(E_0/(F_L * \cos\theta))$ en fonction de $\text{log}_{10}(E_P)$ pour les 44 évènements sélectionnés .....	150
Figure 120- Distribution de l'écart à la loi de puissance obtenue des points expérimentaux obtenus avec l'échantillon réduit de 44 évènements.....	152
Figure 121- Distribution des $d_0$ obtenus par la reconstruction des profils longitudinaux des 341 évènements externes sélectionnés .....	154
Figure 122- Exemples de profils longitudinaux d'évènements externes au réseau de scintillateurs mesurés par l'expérience CODALEMA .....	155
Figure 123- Energie en logarithme de base 10 des gerbes mesurées par CODALEMA: en bleu l'énergie estimée par le réseau de scintillateurs pour les 171 évènements internes, en rouge l'estimation par la radio de l'énergie pour les 80 évènements externes sélectionnés .....	156
Figure 124- Extension maximale du champ électrique induit par une gerbe arrivant au Nord détectable par une antenne CODALEMA en fonction du logarithme en base 10 de l'énergie de la particule primaire, pour différentes valeurs du paramètre $d_0$ (de bas en haut: 100m, 200m, 300m, 400m) .....	158

# Bibliographie

1. **Bellétoile, A.** Développement et analyse des données d'une expérience de radiodétection des Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Energie. Thèse de doctorat, 2007.
2. **Wulf, T.** Phys Zeit., 1910. Vol. 11, 811.
3. **Hoffman et Millikan.** Nat. Acad. Sci. Pro., 1926. Vol. 12, 48-55.
4. **Clay, J.** Proceedings Academy of Amsterdam, 1930. Vol. 33, 711.
5. **Compton, A. H.** A geographic study of cosmic rays. Phys. Review, 1933. Vol. 43, 387.
6. **Leprince-Ringuet, L.** Les rayons cosmiques. Albin-Michel, 1945.
7. **Anderson, C. D.** The apparent existence of easily deflectable positives. Sciences, 1932. Vol. 761, 238.
8. **Dirac, P.** Quantised singularities in electromagnetic field. : Proc. Roy. Soc., 1931. Vol. A133, 60.
9. **Anderson, C. D. et Neddermeyer, S.H.** Note on the nature of cosmic rays particles. Phys. Rev., 1937. Vol. 51, 1884.
10. **Auger, P. et Maze, R.** Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (Paris), 1938. Vol. 208, 1641.
11. **Longair, M. S.** High Energy Astrophysics, 1992. Vol. 1.
12. <http://www.telescopearray.org>.
13. <http://www.esa.int/SPECIALS/Integral/index.html>.
14. [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/spacecraft/index.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/spacecraft/index.html).
15. <http://icecube.wisc.edu/>.
16. <http://antares.in2p3.fr/index.html>.
17. **Webber, W. R.** A new estimate of the local interstellar energy density and ionization rate of galactic cosmic rays. The Astrophysical Journal, 1998, Vol. 506, 329-334
18. **Fermi, E.** On the origin of the cosmic radiation. Physical Review Letters, 1969. Vol. 75.
19. **Bird, D. J. et al.** Physical Review Letters, 1993. Vol. 71, 3401.
20. **Kascade collaboration.** KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of rays : results and open problems. astro-ph/0505413, 2005.
21. **D., Kazanas et A., Nicolaidis.** Cosmic ray knee : a herald of new physics. astro-ph/0103147, 2001.
22. **Parizot, E.** Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos. Habilitation à Diriger des Recherches , 2005.
23. **Penzias, A. et Wilson, R. R.** w. ApJ, 1965. Vol. 142, 419-421.
24. **Greisen, K.** End to the cosmic-ray spectrum? Physical Review Letters, 1966. Vol. 16, 748-50.
25. **Zatsepin, G. T. et Kuzmin, V. A.** Upper limits of the spectrum of cosmic rays. JETP Letters, 1966. Vol. 4, 78-80.
26. **Maris, I. C.** The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays. astro-ph/, 2008.
27. **Sokolsky, P. et Thomson, G. B.** Highest energy cosmic-rays and results from the HiRes experiment. Journal of Physics G, 2007. Vol. 34, 11.
28. **AGASA collaboration.** The anisotropy of cosmic rays arrival directions around  $10^{18}$  eV. Astroparticle Physics, 1999. Vol. 10, 303-311.
29. **AGASA collaboration.** The small anisotropy of cosmic rays above  $10^{19}$  eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array. The Astrophysical Journal, 1999. Vol. 522, 225-337.
30. **G., Tinyakov P. et Tkachev, I. I.** Astroparticle Physics, 2002. Vol. 18, 165-172.

31. **Collaboration, The Pierre Auger.** Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 2007. Vol. 328, 939.
32. **Jackson, J. D.** *Electrodynamique classique*. Dunod, 2001.
33. **Allan, H. R.** Radio emission from extensive air showers. *Elem. part. and Cos. Ray Phys.*, 1971. Vol. 10, 171-302.
34. **Askaryan, G. A.** *Soviet Physics*, 1962. Vol. JETP 14, 441.
35. **Fusii, M.; Nishimura, J.** *Proc. 11th IUPAP Conf. on Cosmic Rays*, 1969.
36. **Jelley, J.V. & al.** Radio pulses from extensive cosmic-ray air showers. *Nature*, 1965. Vol. 205, 327.
37. **Kahn, F. D. et Lerche, I.** Radiation from cosmic-ray showers. Astronomy Departement, University of Manchester, 1965.
38. **Hazen, W.E, et al.** Polarization of radio pulses from extensive air showers. *Physical Review Letters*, 1969. Vol. 22, 35.
39. **Prescott, J. R. et al.** *Can. J. Phys*, 1968. Vol. 46, S246.
40. **Bray, A. D.** Emission of radio pulses from cosmic ray extensive air shower. *Nature*, 1969. Vol. 223, 723.
41. **Vernov, S. R. et al.** Detection of radio emission from extensive air showers with a system of single half-wave dipoles. *Canadian Journal of Physics*, 1968. Vol. 46(10), S241.
42. **Barkr, P. R.** Radio pulses from air showers at Mt. Chacaltaya. *Canadian journal of Physics*. Vol. 46(10), S243.
43. **Allan, H. R., Clay, R. W. et Jones, J. K.** Radio pulses from extensive air showers. *Nature*, 1970. Vol. 227, 1116.
44. **Huege, T. et Falcke, H.** Radio emission from cosmic rays air showers: simulation results and parametrization. *Astropart.Phys.*, 2005. Vol. 24, 116-136.
45. **Scholten, O., Werner, K. et Rusydi, F.** A Macroscopic Description of Coherent Geo-Magnetic Radiation from Cosmic Ray Air Showers . *Astroparticle Physics*, 2008. Vol. 29, 94.
46. **W., Gohram O. et Falcke, H.** Detecting Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers and Neutrinos with a Digital Radio Telescope . *Astroparticle Physics*, 2003. Vol. 19, 477-494.
47. <http://www.obs-nancay.fr/>.
48. **D., Ardouin et al, et.** Radio-Detection Signature of High Energy Cosmic Rays by the CODALEMA Experiment. *Nuclear Instruments and Methods*, 2005. Vol. A 555, 148.
49. **Kraus, J. D.** *Antennas*. McGraw-Hill, 1950.
50. **Charrier, D.** Design of a low noise, wide band, active dipole antenna for a cosmic ray radiodetection experiment. *Proceeding International Symposium on Antennas and Propagation*, 2007.
51. **Allard, D. et al.** A guide-line to the Auger SD Analysis. *GAP Note Auger 2006-24*, 2006.
52. **S., Valcares.** De la mesure des champs électriques par l'expérience CODALEMA aux caractéristiques des rayons cosmiques. Thèse soutenue à l'Université de Nantes, 2008.
53. <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/>.
54. **Ravel, O. for the CODALEMA collaboration.** ICRC, 2008.