



HAL
open science

De la mesure des champs électriques par l'expérience CODALEMA aux caractéristiques des rayons cosmiques.

S. Valcares

► **To cite this version:**

S. Valcares. De la mesure des champs électriques par l'expérience CODALEMA aux caractéristiques des rayons cosmiques.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Nantes, 2008. Français. NNT: . tel-00495383

HAL Id: tel-00495383

<https://theses.hal.science/tel-00495383>

Submitted on 25 Jun 2010

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

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

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2008

N° attribué par la bibliothèque

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

De la mesure des champs électriques par l'expérience Codalema aux caractéristiques des rayons cosmiques.

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Astroparticules

Présentée et soutenue publiquement par

Sandra VALCARES

Le 30 septembre 2008, devant le jury ci-dessous

Président M. Hugues Delagrangé, *Directeur de Recherche CNRS*
Rapporteurs Mme Isabelle Lhenry-Yvon, *Chargée de Recherche CNRS*
M. Eric Plagnol, *Directeur de Recherche CNRS*
Examineurs M. Claude Depollier, *Professeur à l'Université du Maine*
M. Hugues Delagrangé, *Directeur de Recherche CNRS*
M. Jacob Lamblin, *Maître de conférence, Université de Nantes*
M. Thierry Gousset, *Maître de conférence, Université de Nantes*

Directeur de thèse : Thierry GOUSSET

Co-encadrant : Jacob LAMBLIN

N° ED 503-003

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2008

N° attribué par la bibliothèque

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

De la mesure des champs électriques par l'expérience Codalema aux caractéristiques des rayons cosmiques.

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Astroparticules

Présentée et soutenue publiquement par

Sandra VALCARES

Le 30 septembre 2008, devant le jury ci-dessous

Président M. Hugues Delagrangé, *Directeur de Recherche CNRS*
Rapporteurs Mme Isabelle Lhenry-Yvon, *Chargée de Recherche CNRS*
M. Eric Plagnol, *Directeur de Recherche CNRS*
Examineurs M. Claude Depollier, *Professeur à l'Université du Maine*
M. Hugues Delagrangé, *Directeur de Recherche CNRS*
M. Jacob Lamblin, *Maître de conférence, Université de Nantes*
M. Thierry Gousset, *Maître de conférence, Université de Nantes*

Directeur de thèse : Thierry GOUSSET

Co-encadrant : Jacob LAMBLIN

N° ED 503-003

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants, Thierry Gousset et Jacob Lamblin pour le temps qu'ils m'ont consacré, l'aide qu'il m'ont apporté et de m'avoir inciter à m'améliorer sur mes points faibles pendant ces 3 années de thèse. Bien que n'ayant pas l'intention de continuer dans la recherche, ces 3 années furent une très bonne expérience professionnelle.

Je remercie les membres de mon jury pour avoir évalué mon travail de thèse.

Je remercie également mes compagnons de thèse, d'abord les occupants du bureau H221 : Guénoé Bourdaud, Lamia Benhabib, Raphaëlle Ichou pour leur bonne humeur et leur brin de folie, une pensée émue pour thésards qui n'ont pas eu la chance de soutenir leur thèse et je souhaite une bonne continuation aux futurs docteurs.

Enfin, je remercie l'ensemble du personnel de Subatech et la Collaboration Co-dalema.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	7
1 Les rayons cosmiques de haute énergie	9
1.1 Le spectre à haute énergie	9
1.1.1 Le genou	11
1.1.2 La cheville	11
1.1.3 La coupure GZK	11
1.2 Les gerbes atmosphériques	12
1.2.1 Le modèle de Heitler	13
1.2.2 Composition des gerbes atmosphériques	14
1.2.3 Développement spatial	16
1.3 Les techniques de détection	18
1.3.1 Les détecteurs de surface	18
1.3.2 La fluorescence	18
1.3.3 Un détecteur hybride : l'observatoire Pierre Auger	18
1.3.4 La radiodétection	20
2 L'expérience Codalema	21
2.1 Choix du site	21
2.2 Les premières données : validation de la méthode	23
2.2.1 Le dispositif expérimental [1]	23
2.2.2 Détection d'impulsions radios	25
2.2.3 Etude des directions d'arrivée	26
2.2.4 Topologie du champ électrique au sol	28
2.3 Nouvelle étape : vers un étalonnage en énergie	30
2.3.1 Le dispositif expérimental	30
2.3.2 Acquisition des données	33

3	Le champ électrique créé par les gerbes atmosphériques	35
3.1	Gerbes atmosphériques et champs électriques	36
3.1.1	Génération de champs électriques	36
3.2	Le modèle ponctuel	37
3.2.1	L'approximation ponctuelle	37
3.2.2	Expression des champs électriques	40
3.3	Phénoménologie	43
3.3.1	Dépendance en temps	43
3.3.2	Dépendance en fréquence	44
3.3.3	Comparaison courant transverse et géosynchrotron	45
3.3.4	Sensibilité aux premiers instants du développement	46
3.3.5	Inversion du problème	48
3.4	Dimensionnement d'un réseau	48
3.4.1	Critères de détection	49
3.4.2	Cas des gerbes verticales	50
3.4.3	Cas des gerbes inclinées	53
3.5	Les petits paramètres d'impact	55
4	Détection des impulsions radio : la méthode LPC	57
4.1	Problématique de détection d'impulsions	57
4.1.1	Comment voir une impulsion ?	57
4.1.2	Critère classique pour décider de la présence d'une impulsion	59
4.1.3	Identification des événements liés aux gerbes atmosphériques	60
4.2	La méthode LPC : Linear Prediction Coding	62
4.2.1	Formalisme et illustration	62
4.2.2	Action du filtre LPC sur du bruit blanc	65
4.2.3	Action d'un filtre LPC sur du bruit réel	67
4.2.4	Pourcentage de détection d'une impulsion	72
4.2.5	Etude des temps des maximums	73
4.3	Application de la méthode LPC sur les données Codalema	76
4.3.1	Détermination du paramètre K	76
4.3.2	Nombre de coefficients du filtre LPC	77
4.3.3	Résultats obtenus	78
5	Analyse des données Codalema	83
5.1	Etude des données du réseau de scintillateurs	83
5.1.1	Directions d'arrivée	83
5.1.2	Energies	86
5.1.3	Position des coeurs de gerbes	87
5.2	Coïncidence radio	89
5.2.1	Sélection des événements	89

<i>Table des matières</i>	5
5.2.2 Les fortuits	90
5.3 Les performances du détecteur	91
5.3.1 Résolution en temps	91
5.3.2 Résolution angulaire	92
5.4 Corrélation avec l'énergie	96
5.5 Mise en évidence d'un effet géomagnétique	98
Conclusion	105
A Définitions et formules	107
A.1 Les processus physiques intervenant lors du développement d'une gerbe atmosphérique	107
A.2 Calcul de la relation entre le temps d'émission t' et le temps de réception t :	109
A.3 Etablissement de la formule simplifiée du champ géosynchrotron :	110
B Publication	113
Bibliographie	137

Introduction

L'existence de rayons cosmiques de haute énergie soulève de nombreuses questions en physique et en astrophysique. Ces questions sont liées aux phénomènes qui sont à l'origine de leur création, leur propagation ainsi que leur interaction dans le milieu interstellaire. De nombreuses hypothèses ont été envisagées pour répondre à ces questions. La détection et l'étude des rayons cosmiques de haute énergie apparaît alors comme un moyen de répondre à ces questions et de valider certaines de ces hypothèses. Le principal problème est que le flux des rayons cosmiques de haute énergie est très faible.

Une alternative pour la détection des rayons cosmiques consisterait à mesurer le champ électrique créé par la cascade de particules engendrée par l'interaction d'un rayon cosmique de haute énergie dans l'atmosphère, c'est la technique de radiodétection étudiée par l'expérience Codalema.

Sur le plan théorique bien que les mécanismes d'émission aient été proposés dès les années 60, par Askaryan [2] d'une part et par Kahn et Lerche [3] d'autre part, expérimentalement les mécanismes dominants ne sont pas identifiés. La méthode classique pour étudier le champ électrique généré par une gerbe consiste à réaliser une simulation monte-carlo qui suit les particules au fur et à mesure de leur création et qui calcule pour chacune d'entre elles sa contribution au champ électrique émis. Cette simulation consiste à prendre en compte toutes les interactions possibles et comme le nombre de particules créées lors du développement d'une gerbe est immense, les temps d'exécution des codes Monte-Carlo sont longs. Nous avons donc adopté une autre stratégie qui consiste à modéliser une gerbe atmosphérique de manière macroscopique. Nous verrons que cette modélisation n'est possible que sous certaines conditions. Ce qui permet d'obtenir des formules simplifiées des champs électriques et d'en déduire des tendances. Ces études théoriques ont constitué une première partie de mon travail de thèse.

Expérimentalement, la principale difficulté vient du fait que les impulsions sont noyées dans du bruit. Pour extraire les impulsions, les méthodes classiques de détection consistent, d'abord à filtrer le signal puis ensuite à se fixer un critère de détection. Pour l'expérience Codalema, ce critère consistait à fixer un seuil sur la valeur maximale du signal enregistré. Afin de pouvoir augmenter la statistique

des impulsions détectées, nous avons testé une autre méthode, la méthode LPC, qui consiste à utiliser un filtre linéaire prédictif. Ce fut une deuxième partie importante de mon travail de thèse.

Enfin, grâce aux améliorations apportées par la méthode LPC, j'ai consacré la dernière partie de ma thèse à analyser les données de l'expérience Codalema pour essayer de caractériser au mieux l'émission radio des gerbes atmosphériques.

Ainsi, le premier chapitre de cette thèse sera dédié aux rayons cosmiques de haute énergie. Nous détaillerons le spectre à haute énergie. Puis nous décrirons le développement de la cascade de particules engendrée par l'interaction d'un rayon cosmique de haute énergie dans l'atmosphère et nous passerons en revue les différentes méthodes de détection actuelles.

Le deuxième chapitre présentera l'expérience Codalema. Nous décrirons l'environnement électromagnétique du lieu de l'expérience. Nous présenterons les premiers résultats de l'expérience qui ont permis de valider la technique de détection ainsi que les détecteurs qui étaient employés. Puis nous décrirons le dispositif actuel ainsi que l'acquisition des données associée.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude des champs électriques engendrés par les gerbes atmosphériques. Nous expliquerons les deux mécanismes à l'origine des champs électriques. Puis nous développerons un modèle simplifié qui sous certaines hypothèses permet de simplifier les expressions des champs électriques. Enfin, nous exploiterons ces formules simplifiées dans l'optique de fixer les dimensions d'un grand réseau d'antennes.

Le quatrième chapitre décrira la méthode de détection des impulsions de champs électriques de l'expérience Codalema. Nous commencerons par présenter la problématique de détection des impulsions radio. Puis nous expliquerons le principe de la méthode LPC. Enfin, nous montrerons pourquoi cette méthode est plus efficace.

Le dernier chapitre sera consacré à l'analyse des données Codalema. Nous commencerons par caractériser le système de déclenchement. Ensuite, nous discuterons de la sélection des événements liés aux gerbes atmosphériques. Puis nous passerons aux performances du détecteur en terme de résolution temporelle et angulaire. Un aspect important consistera à examiner le seuil en énergie de notre détecteur. Enfin, nous montrerons que la répartition des directions d'arrivée permet de conclure quant au mécanisme à l'origine de l'émission radio par les gerbes atmosphériques.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques de haute énergie

Par définition, un rayon cosmique est une particule chargée qui se propage dans le milieu interstellaire. Comme on le verra, leur gamme en énergie est large. L'existence de rayons cosmiques de très haute énergie ($E > 10^{17}$ eV) soulève de nombreuses questions : quelle est leur composition ? quels mécanismes physiques sont capables de produire des particules d'énergie allant jusqu'à 10^{20} eV ? où sont ils produits ? C'est dans le but d'élucider ces questions que de nombreuses expériences sont mises en place.

Dans une première partie, nous décrirons le spectre des rayons cosmiques, nous nous intéresserons principalement au spectre à haute énergie. Puis nous décrirons la cascade de particules engendrée par l'interaction d'un rayon cosmique dans l'atmosphère. Ensuite, nous présenterons les différentes méthodes de détection des rayons cosmiques de haute énergie utilisées actuellement et nous terminerons en exposant la problématique de la radiodétection.

1.1 Le spectre à haute énergie

A première vue, le spectre des rayons cosmiques représenté sur la figure 4.1 semble régulier sur 13 ordres de grandeur en énergie et 32 en flux. Effectivement, ce spectre est assez bien décrit par une loi de puissance $\frac{dN}{dE} = E^{-n}$ avec un indice spectral $n = 2.7$. Cependant, quand on regarde en détail, on observe trois changements d'indice spectral : le genou, le second genou et la cheville qui feront l'objet des prochains paragraphes.

Jusqu'à 10^{15} eV, les flux élevés permettent une détection directe avec des ballons ou satellites. Jusqu'à 10^9 eV, les rayons cosmiques sont principalement d'origine solaire. Entre 10^9 et 10^{15} eV, ils proviennent de sources galactiques. Au

delà de 10^{15} eV, domaine d'énergie auquel on s'intéresse, le flux devient faible, l'étude des rayons cosmiques nécessite d'étendre les surfaces de collection et ne peut alors s'effectuer que par une détection indirecte, par le biais des gerbes atmosphériques, à partir du sol ou, comme l'envisageait le projet EUSO, depuis l'espace.

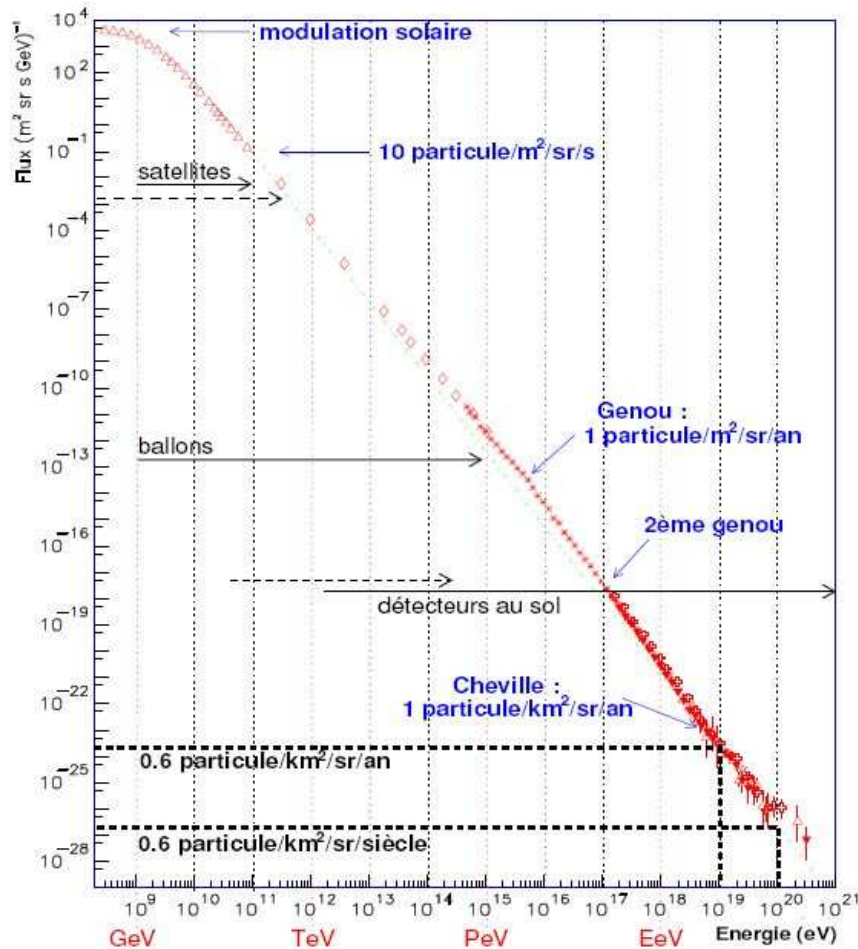


FIG. 1.1 – Spectre des rayons cosmiques [4].

1.1.1 Le genou

La première rupture de pente dans le spectre des rayons cosmiques, intervient vers 3.10^{15} eV : c'est le genou. L'indice spectral passe de $n \approx 2.7$ à $n \approx 3$. La détection des rayons cosmiques étant indirecte, il est alors plus difficile de déterminer leur énergie et leur nature. En effet, cette détermination est effectuée par extrapolation de modèles hadroniques établis à plus basses énergies. Or la composition du spectre dépend fortement du modèle utilisé. Cette région du spectre est particulièrement étudiée par l'expérience KASCADE [5]. Vers 3.10^{17} eV, on observe de nouveau un raidissement du spectre : c'est le second genou. Une des explications envisagées est que le premier genou correspondrait à l'extinction dans le flux de rayons cosmiques d'un élément léger comme le proton. Le second genou correspondrait alors à l'extinction d'un élément plus lourd comme le fer. La détermination expérimentale de la nature et l'énergie de la particule primaire permettrait alors de conclure. Une autre hypothèse envisage un nouveau canal d'interaction signe d'une physique au-delà du modèle standard [6]. La mise en route du LHC, première expérience qui accédera à des énergies, dans le référentiel où un proton est au repos, de 10^{17} eV pour l'autre proton, permettra peut-être d'apporter un éclairage nouveau sur la nature du genou.

1.1.2 La cheville

Vers 3.10^{18} eV, l'indice spectral repasse à $n \approx 2.7$. Cette région du spectre est généralement considérée comme la transition entre une composante à basse énergie d'origine galactique des rayons cosmiques et une composante à haute énergie d'origine extra-galactique. A ces énergies, les rayons cosmiques produits dans notre Galaxie peuvent s'en échapper et ceux produits à l'extérieur peuvent y pénétrer.

1.1.3 La coupure GZK

Au delà de 10^{19} eV, le spectre semble s'éteindre. Cette coupure est d'ailleurs prévue par la théorie : c'est la coupure GZK pour Greisen, Zatsepin et Kuzmin, les physiciens à l'origine de cette prédiction [7, 8]. Cette coupure est due à l'interaction des rayons cosmiques avec les photons du fond diffus cosmologique. Ces photons dans le référentiel propre du rayon cosmique possèdent une énergie suffisante pour produire des pions. Chaque interaction réduit l'énergie du rayon cosmique incident, il en résulte une limite sur la distance que peut parcourir un rayon cosmique. On montre qu'un proton d'énergie 10^{20} eV ne peut se propager que sur une centaine de Mpc, les sources de rayons cosmiques très énergétiques sont donc situées dans un voisinage proche.

Expérimentalement, la présence ou non de la coupure GZK à longterm fait débat. En effet, l'expérience japonaise AGASA [9] a enregistré quelques événements au-delà de la coupure GZK tandis que l'expérience américaine HiRES [10] observait la coupure GZK. La figure 1.2, à gauche, rassemble les résultats obtenus par les 2 expériences. Depuis, l'Observatoire Pierre Auger avec sa grande surface de détection a accumulé de la statistique. Sur la même figure, à droite, est représenté le spectre à très haute énergie obtenu par cette expérience. Ce spectre confirme la présence de la coupure GZK. De plus, l'observatoire Pierre Auger observe une corrélation entre la direction des rayons cosmiques de très haute énergie ($E > 60.10^{18}$) et des AGN (Noyaux Actives de Galaxies) très proches de nous ($d < 100$ Mpc) [11].

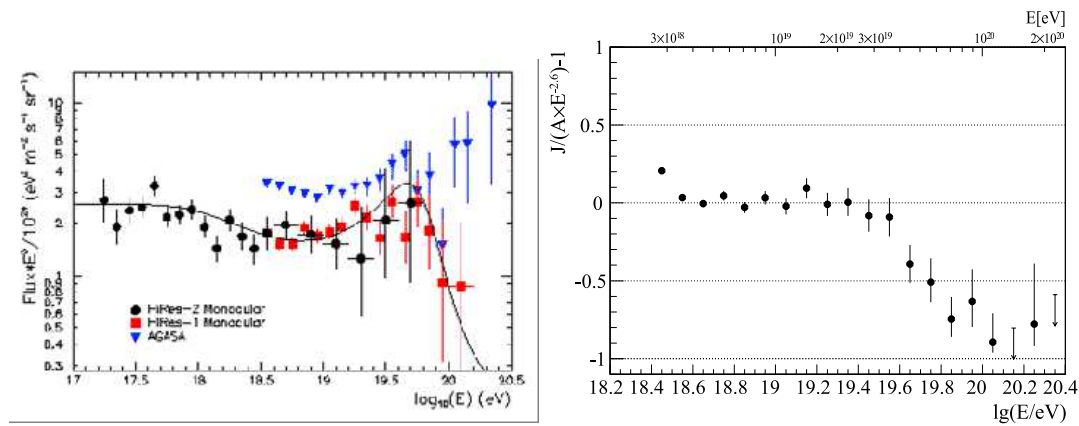


FIG. 1.2 – Spectre des rayons cosmiques de très haute énergie. A gauche, le spectre multiplié par E^3 est celui mesuré par l'expérience HiRES (ronds noirs et carrés rouges), et par l'expérience AGASA (triangles bleus) [12]. A droite, le spectre multiplié par $E^{2.6}$ mesuré par l'expérience Auger [13].

1.2 Les gerbes atmosphériques

Comme on l'a déjà évoqué, la détection des rayons cosmiques est indirecte au-delà de 10^{15} eV puisque c'est la cascade de particules engendrée par son interaction dans l'atmosphère que l'on détecte au sol. On appelle gerbe atmosphérique cette cascade de particules. Nous commencerons par exposer un modèle simplifié qui permet de décrire l'évolution d'une gerbe électromagnétique. Puis nous verrons plus précisément quelle est la composition des gerbes et comment se déroule en réalité le développement d'une gerbe initiée par un hadron.

1.2.1 Le modèle de Heitler

Un modèle assez simple proposé par Heitler est schématisé sur la figure 1.3. Il illustre sommairement les étapes du développement des gerbes électromagnétiques. Il permet aussi de se représenter le phénomène de multiplication du nombre de particules dans les gerbes hadroniques, même si l'on privilégiera les gerbes électromagnétiques dans notre explication, celles-ci étant à l'origine du champ électrique que l'on veut mesurer. Ce modèle permet de comprendre l'évolution de nombre de particules N et les dépendances des paramètres N_{\max} et X_{\max} en fonction de l'énergie de la particule primaire.

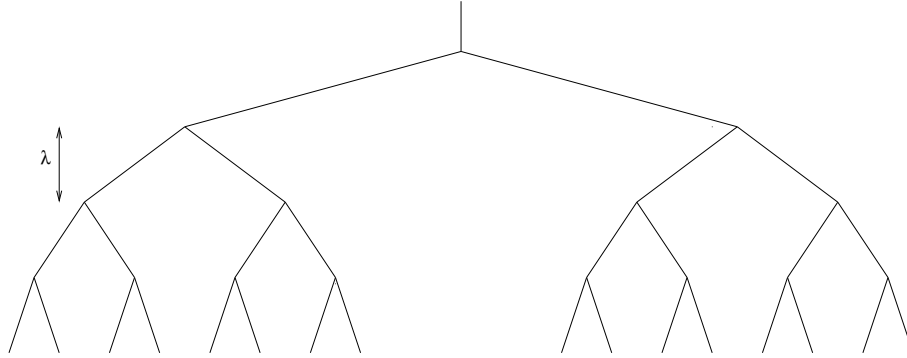


FIG. 1.3 – Schéma simplifié du développement d'une gerbe électromagnétique ($n = 2$).

Soit λ la longueur d'interaction, E_0 l'énergie de la particule primaire et X la profondeur atmosphérique. Dans le modèle, après avoir parcouru une distance égale à λ , chaque particule donne naissance à n particules filles, l'énergie étant partagée équitablement entre les n particules résultantes. Après X/λ embranchements, le nombre de particules vaut :

$$N(X) = n^{X/\lambda}$$

A la profondeur X , l'énergie par particule est $E(X) = E_0/N(X)$. La multiplication des particules continue jusqu'à ce que celles-ci atteignent une énergie critique E_c en dessous de laquelle elles arrêtent de se multiplier. Selon ce modèle, le nombre maximum de particules est alors :

$$N(X_{\max}) = \frac{E_0}{E_c},$$

X_{\max} étant la position du maximum de particules, d'où :

$$N(X_{\max}) = \frac{E_0}{E_c} = n^{\frac{X_{\max}}{\lambda}}$$

Et donc

$$X_{\max} = \frac{\lambda}{\log n} \log \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$$

donc N_{\max} varie comme l'énergie de la particule primaire et X_{\max} comme son logarithme. Dans ce modèle, tous les électrons et les photons sont traités de la même manière, on considère qu'ils ont le même spectre en énergie. Ces dépendances constituent une approximation raisonnable de la réalité. Dans la pratique, les codes de simulation monte-carlo donnent une vision plus réaliste du développement des gerbes.

1.2.2 Composition des gerbes atmosphériques

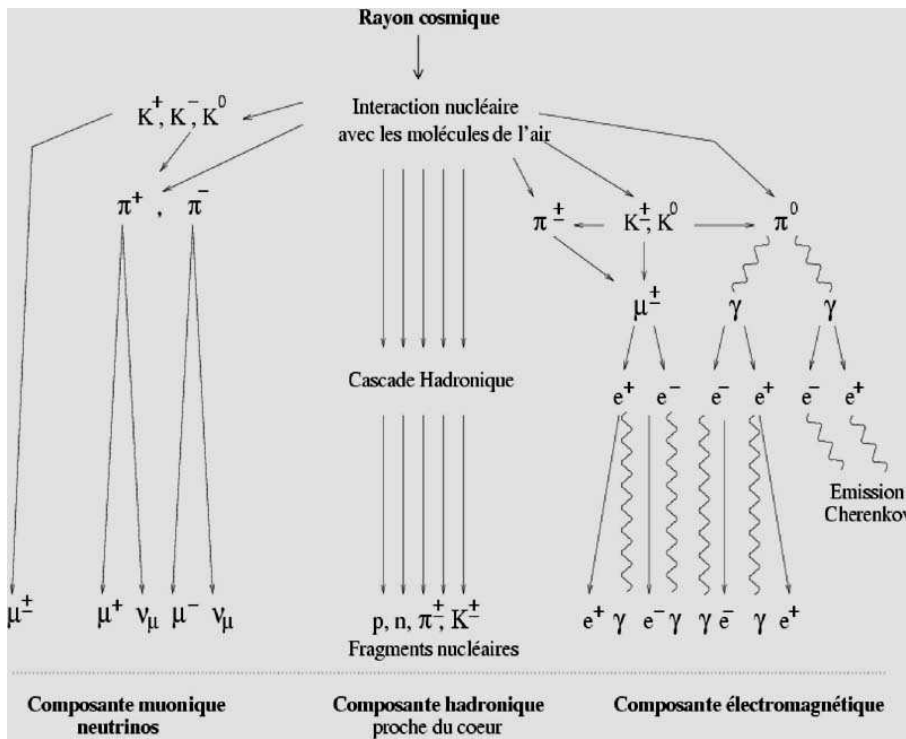


FIG. 1.4 – Schéma du développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un hadron.

Pour décrire le développement des gerbes atmosphériques de manière plus réaliste, il faut prendre en compte les différentes interactions possibles des particules présentes dans une gerbe. Les principaux processus physiques qui entrent en jeu sont détaillés dans l'annexe A.1. On distingue 3 composantes dans la composition des gerbes.

La composante hadronique

Si le primaire est un nucléon ou un noyau, son interaction avec un noyau d'air produit essentiellement des pions et des particules étranges. Le reste du noyau primaire, les nucléons et les autres produits de la collision continuent d'interagir tant que leur énergie le permet, formant ainsi la composante hadronique. Cette composante alimente par les processus physiques décrits dans l'annexe [A.1](#) les deux autres composantes.

La composante muonique

La composante muonique est constituée de muons et de neutrinos muoniques provenant essentiellement de la désintégration des pions chargés. Les muons les plus énergétiques (quelques GeV) atteignent la Terre du fait de la dilatation relativiste de leur durée de vie et de leur faible perte d'énergie. Les muons de plus basse énergie se désintègrent et alimentent ainsi la composante électromagnétique.

La composante électromagnétique

La composante électromagnétique est constituée d'électrons, de positrons et de photons. Cette composante est principalement alimentée par les pions neutres. Ces derniers se désintègrent en produisant des photons qui soit sont diffusés par effet Compton, soit se matérialisent en paires e^+/e^- . Chaque paire va rayonner par Bremsstrahlung créant ainsi d'autres photons qui vont créer d'autres paires et ainsi de suite.

Il existe des gerbes initiées par une particule électromagnétique. Si la particule primaire est un photon, la première interaction est une création de paire, ensuite, la gerbe se développe comme expliqué ci-dessus. Si le primaire est un électron, il interagit d'abord par Bremsstrahlung et la gerbe se développe comme expliqué ci-dessus. Par ailleurs, à basse énergie, les photons interagissent par effet Compton, les électrons en ionisant les atomes d'air et les positrons s'annihilent, ce qui se traduit par un surplus d'électrons d'environ 20 à 25%.

Au fur et à mesure du développement de la gerbe, le nombre de particules augmente et atteint un maximum lorsque la désintégration des pions chargés devient prépondérante par rapport à leur interaction, puis diminue ensuite. Au niveau du sol, une cascade d'énergie 10^{20} eV produit environ 10^{11} particules : 90% sont des photons de quelques dizaines de MeV, 9% d'électrons de quelques centaines de MeV, 0.9% de muons de quelques GeV et 0.1% de hadrons. La composante électromagnétique dissipe environ 90% de l'énergie du primaire, le reste étant transporté par les muons. Les particules électromagnétiques étant les plus nombreuses et transportant la grande majorité de l'énergie, une mesure de leur nombre

permet d'obtenir une estimation de l'énergie. De plus, les particules chargées qui la composent sont à l'origine d'un champ électrique que nous étudierons dans le chapitre 3.

1.2.3 Développement spatial

Le nombre de particules chargées N varie au cours du développement de la gerbe. La densité de particules variant avec l'altitude, la variable la plus appropriée pour décrire cette variation est X : la quantité de matière traversée par la gerbe pendant son développement, qui s'exprime en g/cm^2 et dépend de la densité de masse ρ . Pour une configuration verticale :

$$X_v(z) = \int_z^\infty \rho(h) dh.$$

On prendra un modèle d'atmosphère isotherme qui donne une formule assez simple pour la densité en fonction de l'altitude z :

$$\rho(z) = \rho_0 e^{\frac{-gMz}{RT}}.$$

Ce qui donne, toujours pour une gerbe d'incidence verticale :

$$X_v(z) = \rho_0 \frac{RT}{gM} e^{\frac{-gMz}{RT}} = X(0) e^{-Cz}.$$

Pour une gerbe dont l'axe fait un angle θ avec la verticale, on trouve :

$$X_i(z, \theta) = \frac{X(0)}{\cos \theta} e^{-Cz}.$$

Avec $\rho_0 = 1.225 \text{ kg}/\text{m}^3$ et une température de 288 K, on obtient au niveau de la mer : $X_v(0) = 1033 \text{ g}/\text{cm}^2$ et $C = \frac{gM}{RT} \approx 0.1188 \text{ km}^{-1}$.

Le nombre $N(X)$ de particules chargées en fonction de la profondeur atmosphérique traversée X peut être donné par la paramétrisation de Greisen [14] :

$$N = N_{\max} \exp\left[\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right) X/X_0\right]. \quad (1.1)$$

X_0 est la longueur de radiation, elle caractérise la quantité de matière traversée pour les processus électromagnétiques comme le Bremsstrahlung et la production de paires et vaut $X_0 = 36.7 \text{ g}/\text{cm}^2$. N_{\max} est le nombre maximum de particules chargées et vaut :

$$N_{\max} = \frac{0.31 E_p}{E_c \sqrt{\ln\left(\frac{E_p}{E_c}\right)}}.$$

E_c est l'énergie critique, l'énergie à laquelle la multiplication des particules s'arrête, $E_c = 86.6$ MeV. E_p est l'énergie de la particule primaire. s est l'âge de la gerbe tel que $s = 1$ quand $N = N_{\max}$, et vaut :

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

X_{\max} est la profondeur atmosphérique à laquelle $N = N_{\max}$ et est donné par :

$$X_{\max} = 70 \log [E_p(\text{eV})/10^8].$$

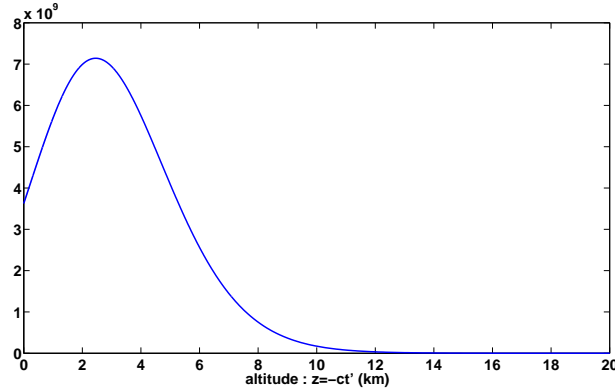


FIG. 1.5 – Evolution du nombre de charges en fonction de l'altitude.

La figure 1.5 représente le nombre de charges en fonction de l'altitude z pour une gerbe verticale. Bien que l'interaction primaire ait lieu à une altitude de plusieurs dizaines de km, la multiplication ne commence réellement qu'à partir de 20 km lorsque les particules secondaires atteignent les couches les plus denses de l'atmosphère. Le nombre de particules croît alors jusqu'à atteindre un maximum puis de plus en plus de particules au sein de la gerbe passent sous le seuil de l'énergie critique et le nombre de particules diminue alors.

Le front d'une gerbe est généralement représenté par un disque de particules légèrement incurvé, d'une épaisseur de quelques mètres se déplaçant à une vitesse proche de celle de la lumière et l'essentiel du développement se passe près de l'axe (100 m). L'élargissement latéral des particules provient de l'angle d'ouverture des processus de production de paires et de Bremsstrahlung, d'une part, et de façon prépondérante des diffusions coulombiennes multiples, d'autre part. ¹

¹En effet, les particules chargées interagissent tout au long de leur trajectoire dans le champ coulombien des noyaux et des électrons du milieu traversé. Chaque diffusion individuelle se fait la plupart du temps à très petit angle, mais l'accumulation de ces diffusions peut conduire à une déviation totale appréciable.

1.3 Les techniques de détection

1.3.1 Les détecteurs de surface

Les principaux détecteurs de surface utilisés sont soit des scintillateurs soit des cuves Cerenkov. Ces détecteurs sont disposés au sol de manière à échantillonner l'extension latérale des particules, essentiellement les électrons et les muons. La taille et l'espacement du réseau fixent le domaine en énergie accessible. Ainsi, l'Observatoire Pierre Auger est un réseau géant de 3000 km^2 avec un pas de 1.5 km qui mesure les gerbes d'énergie supérieure à 10^{18} eV ; sa grande surface permet d'augmenter considérablement la détection d'événements très rares à de telles énergies. Le passage du front de la gerbe déclenche les détecteurs en différents instants. La mesure de ce décalage temporel entre chaque détecteur permet de reconstruire la direction d'arrivée de la particule primaire. L'énergie déposée dans chaque détecteur permet d'obtenir la distribution latérale des particules de la gerbe, distribution à partir de laquelle on estime l'énergie du rayon cosmique incident qui est proportionnelle au nombre de particules chargées. Cependant, l'estimation de l'énergie à partir de la distribution latérale des particules dépend des modèles utilisés et est donc sujette à des erreurs systématiques. De plus, du fait de leur faible épaisseur, les scintillateurs sont pratiquement aveugles aux gerbes très inclinées. Les cuves Cerenkov, n'ont pas ce défaut mais, du fait que les gerbes inclinées traversent une plus grande épaisseur d'atmosphère, la détection des charges au sol est très peu favorable aux grandes inclinaisons.

1.3.2 La fluorescence

Un principe différent de détection des gerbes atmosphérique exploite le phénomène de fluorescence, suite au passage du front de la gerbe dans l'atmosphère, les particules chargées qui la constituent excitent les molécules d'azote de l'air. Celles-ci émettent par fluorescence des photons de manière isotrope. Des télescopes au sol captent cette lumière de fluorescence et on accède ainsi au profil longitudinal de la gerbe. Cette méthode permet d'obtenir une bonne estimation de l'énergie et la localisation du maximum du profil permet d'obtenir la nature de la particule primaire. Cette méthode de détection présente, par contre, l'inconvénient de fonctionner uniquement par nuits sans nuages et sans lune, ce qui réduit son cycle utile à environ 10%.

1.3.3 Un détecteur hybride : l'observatoire Pierre Auger

L'observatoire Pierre Auger a été construit pour mesurer avec une statistique plus importante des événements autour de la coupure GZK. C'est le premier

grand détecteur hybride construit. Il allie les deux méthodes de détection précédemment décrites (cf figure 1.6). Le site expérimental couvre une surface d'environ 3000 km^2 . Le réseau de détecteurs est constitué de 1600 cuves à eau disposée en mailles triangulaires et espacées de 1.5 km. Le dispositif de fluorescence est formé de quatre ensembles de six télescopes. Il permet d'obtenir un étalonnage en énergie du réseau des cuves grâce aux événements dits hybrides qui sont ceux détectés à la fois par les deux réseaux. Cet étalonnage est appliqué à l'ensemble des événements détectés et fournit ainsi une estimation de l'énergie moins dépendante des simulations.

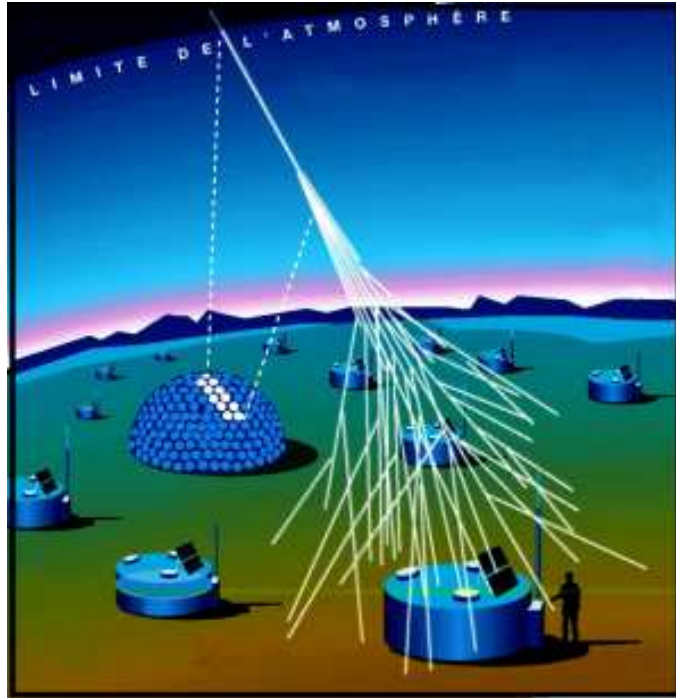


FIG. 1.6 – Présentation des techniques de détection utilisées par l'Observatoire Pierre Auger.

1.3.4 La radiodétection

Une gerbe atmosphérique est constituée d'un très grand nombre de particules chargées, essentiellement des électrons. Ces électrons sont à l'origine d'un champ électrique qui pourrait être détectable à l'aide d'antennes. Les mécanismes pouvant générer un champ électrique au cours du développement d'une gerbe seront étudiés au chapitre 3. Cette technique de détection présenterait de nombreux avantages. Elle permettrait un cycle utile de 100%, favoriserait la détection de gerbes inclinées et serait moins onéreuse que les autres méthodes de détection.

La technique de radiodétection a été explorée dans les années 60 notamment par Jelley et al [15], et Allan [16] mais fut vite abandonnée en raisons de problèmes techniques. Une revue très complète des résultats obtenus à cette époque qui sert de référence aujourd'hui a été réalisé par Allan [16]. Depuis quelques années, cette méthode est de nouveau exploitée grâce aux progrès réalisés en électronique. Ces progrès permettent désormais d'échantillonner les signaux en temps avec un pas très petit (quelques ns) et une profondeur mémoire suffisante. Cette technique est exploitée notamment en Allemagne par l'expérience LOPES [17], et en France depuis 2002 avec l'expérience Codalema [18].

Le chapitre suivant est consacré à l'expérience de radiodétection Codalema.

Chapitre 2

L'expérience Codalema

Démarrée en 2002, l'expérience Codalema a pour but de démontrer la possibilité d'étudier les rayons cosmiques de très haute énergie par la technique de la radiodétection. Cette méthode mesurant le champ électrique généré par les gerbes atmosphériques apporterait des informations complémentaires par rapport aux méthodes de détection plus classiques utilisant soit un réseau de détecteurs de particules pour mesurer au sol le front de la gerbe atmosphérique, soit des télescopes à fluorescence pour accéder à son développement longitudinal.

Plusieurs phases se sont succédées depuis le début de l'expérience. Après une familiarisation aux techniques de détection radio avec des antennes log-périodiques du DAM [19],[20] de l'observatoire de Nançay, la collaboration a installé en 2004 un premier réseau de détecteurs de particules ayant pour but de valider la coïncidence entre les signaux radios et les gerbes atmosphériques. En 2006, deux modifications importantes du dispositif ont été opérées : d'une part, le réseau de détecteurs de particules a été étendu et amélioré pour permettre d'estimer l'énergie de la particule primaire, ce qui n'était pas le cas auparavant ; d'autre part, les antennes log-périodiques ont été remplacées par des dipôles courts plus simples à mettre en oeuvre.

Dans une première partie de ce chapitre, nous justifierons le choix du site expérimental, l'observatoire de Nançay. Ensuite, nous décrirons le dispositif expérimental de la première phase et nous montrerons comment elle a permis de valider le principe de la radiodétection. Enfin, nous présenterons la configuration actuelle du réseau Codalema, nous détaillerons les détecteurs utilisés ainsi que le système d'acquisition des données.

2.1 Choix du site

Deux stratégies sont possibles pour choisir le site d'un démonstrateur de radiodétection.

La première est de choisir un site de détection des rayons cosmiques déjà existant, c'est l'approche qu'a suivie la collaboration LOPES [17], expérience intégrée au projet LOFAR [21], qui a installé des antennes au même endroit que l'expérience KASCADE [22]. L'avantage est alors de pouvoir disposer d'un réseau de détecteurs de particules très développé et bien maîtrisé fournissant les caractéristiques des rayons cosmiques détectés. En contrepartie, les activités liées à KASCADE et la proximité de nombreux bâtiments, puisque le site est situé sur le campus universitaire de Karlsruhe en Allemagne, génèrent un environnement électromagnétique très pollué et interdisent, pour l'instant, la détection des signaux radios antenne par antenne. Seul un phasage entre toutes les antennes en utilisant la direction d'arrivée fournie par les détecteurs de particules permet de mettre en évidence les signaux associés aux gerbes atmosphériques.

La deuxième stratégie consiste à préférer un site adapté à la radiodétection bénéficiant d'un environnement radio calme, ce qui exige cependant le déploiement d'un réseau de détecteurs de particules. C'est l'option choisie par la collaboration CODALEMA qui a choisi le site de l'observatoire radio astronomique de Nançay. En effet, le site a fait l'objet depuis sa création d'une politique de non prolifération des émetteurs radio et dispose donc d'un environnement électromagnétique approprié à la radiodétection. Cependant, malgré son isolement géographique, certains émetteurs puissants sont présents, comme on peut le voir sur la figure 4.1 qui représente le spectre en fréquence, dans la zone où l'on attend le signal associé aux gerbes, mesuré à l'aide d'une antenne de CODALEMA et d'un analyseur de spectre.

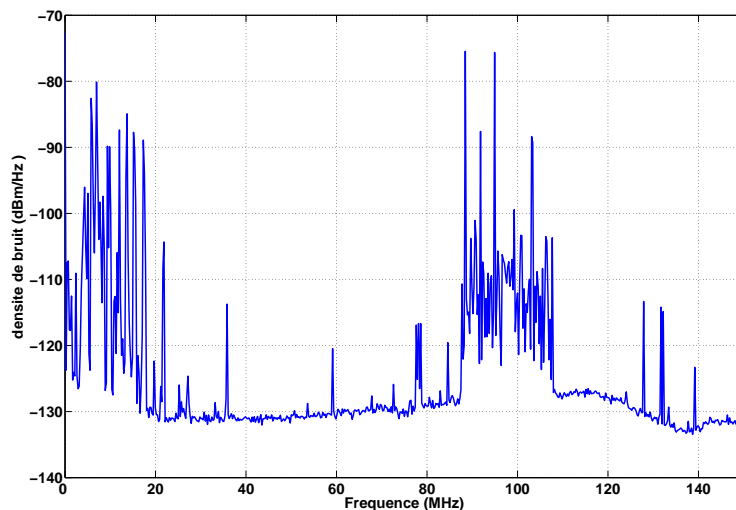


FIG. 2.1 – Spectre de bruit électromagnétique à Nançay.

On peut noter la présence en-dessous de 20 MHz et entre 80 et 110 MHz de nombreux émetteurs radios correspondant respectivement aux ondes courtes et à l'émission FM. Néanmoins, entre ces deux zones, de 20 MHz à 80 MHz, on dispose d'une large bande de fréquence exploitable pour la radiodétection. C'est la gamme de fréquence qui est utilisée pour l'expérience CODALEMA, les signaux sont d'abord filtrés analogiquement et/ou numériquement avant de rechercher des impulsions.

2.2 Les premières données : validation de la méthode

Une première série de mesures a donc été effectuée entre octobre 2004 et octobre 2005 afin de mettre en évidence la détection de rayons cosmiques en coïncidence entre les antennes et les scintillateurs. Le détail du dispositif expérimental et des différents résultats obtenus sont publiés dans [1, 18].

2.2.1 Le dispositif expérimental [1]

Le dispositif expérimental schématisé sur la figure 2.2 était alors constitué de 11 antennes log-périodiques dont 4 antennes situées aux 4 coins du réseau décimétrique et 7 antennes disposées selon une ligne de 608 m orientée Est-Ouest. A proximité des 4 antennes du réseau décimétrique étaient disposés 4 scintillateurs représentés par les carrés sur la figure 2.2. Le déclenchement de l'acquisition des données commune aux deux types de détecteurs était assuré par les 4 scintillateurs en coïncidence.

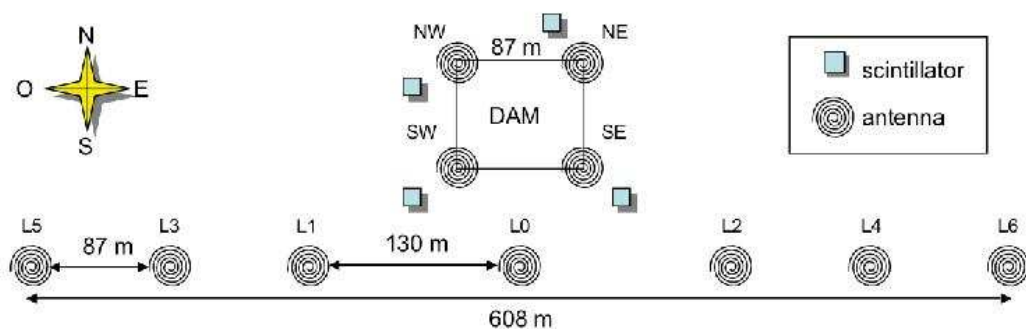


FIG. 2.2 – Configuration du réseau Codalema.

Les antennes log-périodiques utilisées faisaient partie du réseau décamétrique, DAM [19, 20], de Nançay. Ce réseau constitué de 144 antennes est essentiellement dédié à l'observation du Soleil et de Jupiter. Les antennes sont inclinées de 20° par rapport à la verticale dans la direction du sud et pointent donc dans la direction moyenne de Jupiter et du Soleil dans l'année. Pour l'expérience CODALEMA, cette orientation aura tendance à favoriser la détection des événements provenant du sud. Les antennes log-périodiques sont formées par un cône de 7 m de haut et dont la base a un diamètre de 5 m, autour duquel les brins de l'antenne s'enroulent spiralement avec un espacement variant logarithmiquement (cf. figure 2.3). Du fait de leur lourde structure qui les rend difficilement exploitables dans l'optique d'un grand réseau, ce type d'antennes fut abandonné par la suite au profit d'antennes dipôles plus petites, comme on le verra par la suite.



FIG. 2.3 – Vue d'une partie du réseau décamétrique du radio-observatoire de Nançay.

Chaque détecteur de particules était composé de 2 couches de scintillateur acrylique superposées et isolées optiquement, d'une surface de 2 m^2 et d'une épaisseur de 2 cm chacune. Deux tubes photomultiplicateur étaient placés au centre

de part et d'autre des deux couches. Ce dispositif permettait d'imposer une coïncidence entre les deux plans scintillateurs pour rejeter les particules non associées aux rayons cosmiques. Afin de sélectionner les rayons cosmiques suffisamment énergétiques, l'acquisition des données était déclenchée par une coïncidence entre les 4 détecteurs de particules dans une fenêtre de 600 ns. La distance maximale entre 2 détecteurs étant de 130 m, il fallait 430 ns environ à une gerbe horizontale se déplaçant à la vitesse de la lumière pour couvrir le réseau. Il est important de signaler que l'électronique associée aux photomultiplicateurs ne permettait pas d'utiliser l'amplitude des signaux observés pour remonter à l'énergie des gerbes, seule la direction d'arrivée des rayons cosmiques pouvait être déduite du temps des signaux.

Les signaux des antennes étaient numérisés via des oscilloscopes Lecroy (série 9300) fonctionnant à une fréquence d'échantillonnage de 500 Ms/s avec une profondeur de mémoire de 5000 points, soit des enregistrements de 10 μ s de longueur par voie. La dynamique étant limitée par un codage sur 8 bits, les signaux étaient filtrés en entrée avec des filtres passe-bandes 24-82 MHz. Pour de plus amples détails, on pourra se reporter à [1].

2.2.2 Détection d'impulsions radios

Le premier résultat de CODALEMA a été de mettre en évidence des impulsions radios en coïncidence sur plusieurs antennes, comme le montre la figure 2.4, dans les enregistrements déclenchés par les gerbes atmosphériques.

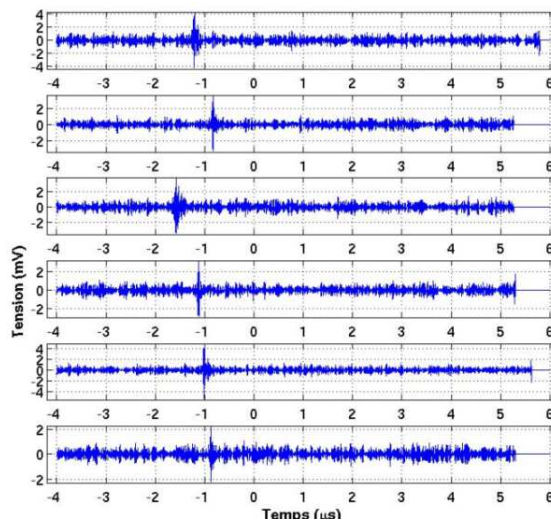


FIG. 2.4 – Signaux enregistrés par Codalema après filtrage.

Bien sûr, les gerbes atmosphériques ne sont pas les seules sources potentielles d'impulsions radios et cela nécessite des critères de sélection. D'abord, la première précaution est de ne pas confondre une fluctuation du bruit radio ambiant avec une impulsion radio. Une nouvelle procédure permettant de décider de la présence ou non d'une impulsion sera présentée en détail au chapitre 4. Ensuite, il faut rejeter les bruits localisés sur une antenne. Pour cela, on demande que plusieurs antennes aient détecté une impulsion dans une fenêtre de temps correspondant au temps de propagation d'un front d'onde sur le réseau. Enfin, dans le cas de fronts d'onde identifiés, les temps des impulsions sur les différentes antennes permettent de remonter à la direction d'arrivée de la gerbe par triangulation. On peut alors demander une coïncidence angulaire entre le front d'onde radio et le front de particules qui a déclenché l'acquisition.

2.2.3 Etude des directions d'arrivée

L'extension maximale du réseau était d'environ 600 m, cette distance étant faible comparée à la distance parcourue par l'onde radio (quelques km pour le début de l'émission radio), nous sommes dans le cas d'une source ponctuelle située infiniment loin. Le front de l'onde radio peut alors être assimilé à un plan. Connaissant les coordonnées (x, y, z) des antennes ainsi que le temps d'arrivée t de l'onde sur chaque antenne, on détermine l'équation du plan perpendiculaire à la direction d'arrivée de la gerbe :

$$ct = \alpha x + \beta y + \gamma z + ct_0 \quad (2.1)$$

A Nançay, les antennes sont toutes situées à la même altitude qu'on prendra comme origine $z = 0$. Le paramètre t_0 représente le temps d'arrivée de l'onde radio à l'origine du repère (x, y, z) . Les paramètres α , β , γ et t_0 sont déterminés par la méthode des moindres carrés en minimisant l'erreur quadratique :

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (ct_i - \alpha x_i - \beta y_i - \gamma z_i - ct_0)^2$$

Le nombre n est le nombre d'antennes ayant détecté la gerbe atmosphérique. La détermination du plan de particules n'est alors possible que lorsque $n \geq 3$ (sachant que $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$). La direction d'arrivée de la gerbe est alors donnée par l'angle zénithal θ et l'angle azimutal ϕ :

$$\theta = \arcsin(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2})$$

$$\phi = \arctan(\beta/\alpha)$$

Par la même procédure, les données fournies par les scintillateurs donnent une direction et des temps d'arrivée.

Le deuxième résultat important de CODALEMA [18] a été la démonstration d'une corrélation entre les événements reconstruits par la radio et ceux détectés par les scintillateurs, cette corrélation est illustrée sur la figure 2.5.

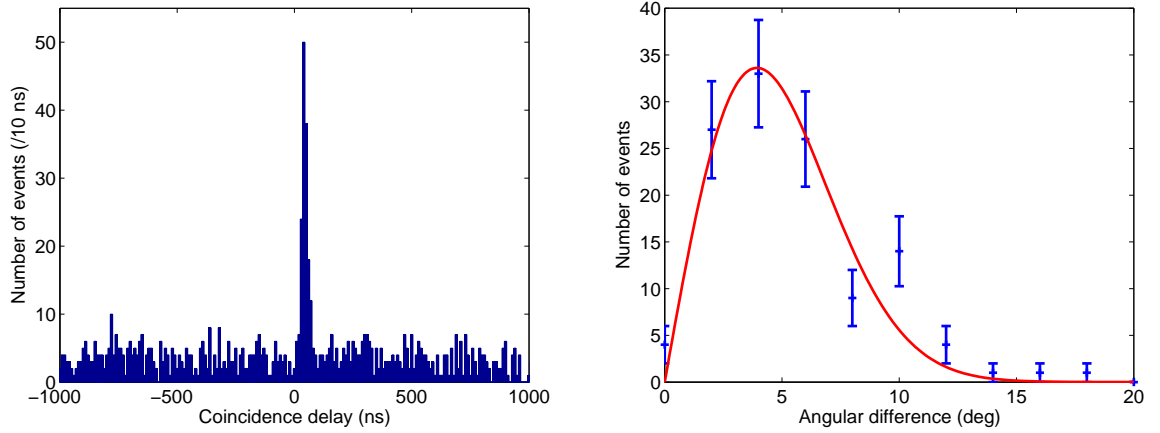


FIG. 2.5 – À gauche, différences temporelles entre le plan donné par les antennes et celui donné par les scintillateurs. À droite, différences angulaires entre les deux plans [18].

À gauche de la figure 2.5, l'histogramme montre l'écart entre les temps d'arrivée t_0 déterminés par les scintillateurs et ceux déterminés par les antennes. On distingue nettement un pic qui correspond aux événements détectés en coïncidence par les deux réseaux. Le reste de la distribution répartie uniformément correspond aux événements fortuits.

La distribution de l'écart angulaire est présentée à droite de cette même figure. L'écart angulaire θ_{diff} entre les 2 plans est obtenu par :

$$\cos \theta_{diff} = \vec{u}_{ant} \cdot \vec{v}_{sci}$$

avec \vec{u}_{ant} vecteur unitaire normal au plan donné par les antennes et \vec{v}_{sci} vecteur unitaire normal au plan donné par les scintillateurs. $\vec{u}_{ant} = (\alpha_{ant}, \beta_{ant}, \gamma_{ant})$ est déterminé par l'analyse de la direction d'arrivée avec les antennes et $\vec{v}_{sci} = (\alpha_{sci}, \beta_{sci}, \gamma_{sci})$ par une analyse similaire sur le réseau des scintillateurs.

La distribution de cet écart angulaire peut être ajustée par une gaussienne

que multiplie la fonction sinus :

$$f(\theta_{diff}) = A \sin \theta_{diff} \exp\left(-\frac{\theta_{diff}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.2)$$

Le terme en sinus tient compte de l'effet d'angle solide entre les 2 directions. L'écart-type $\sigma = 4^\circ$ de la gaussienne nous donne une estimation de la résolution angulaire du réseau dans son ensemble : scintillateurs et antennes.

Nous reviendrons dans le chapitre 4 sur les critères de coïncidence temporelle et angulaire entre le réseau de scintillateurs et le réseau d'antennes, utilisés pour l'analyse des données.

La figure 2.6 est une représentation 2D de la direction d'arrivée (θ, ϕ) reconstruite par les antennes pour les événements en coïncidence avec les scintillateurs. En fonction de ϕ , les événements sont répartis de manière quasi uniforme alors que comme il a déjà été dit, la directivité des antennes orientées vers le Sud devrait aboutir à un excès d'événements dans cette direction. Nous verrons comment les nouvelles données permettent d'expliquer cette apparente contradiction. En effet, dans le chapitre 5, nous verrons que les données enregistrées avec les antennes dipôles mettent en évidence une asymétrie Nord-Sud. Enfin, on observe très peu d'événements au-delà de $\theta = 60^\circ$ ce qui s'explique notamment par l'acceptance des scintillateurs plans.

2.2.4 Topologie du champ électrique au sol

La topologie du champ électrique au niveau du sol est un aspect important puisque c'est elle qui contraindra notamment le pas d'un futur grand réseau d'antennes. Il est probable qu'elle permettra également de remonter à certaines caractéristiques du rayon cosmique primaire.

Selon l'axe Est-Ouest

Sur la figure 2.7 est représentée l'amplitude du champ électrique selon l'axe Est-Ouest pour un événement. La conversion des signaux en champ électrique est expliquée dans [1]. Le champ électrique dû à une gerbe atmosphérique, en carré sur la figure, présente une forme en cloche contrairement aux signaux correspondants à des fortuits, en triangle et en rond sur la figure. Cette particularité pourrait être exploitée pour distinguer les impulsions liées à une gerbe atmosphérique des événements fortuits. Selon la direction d'arrivée, la position du point d'impact, l'énergie de la particule primaire, la forme des profils est différente d'une gerbe à l'autre.

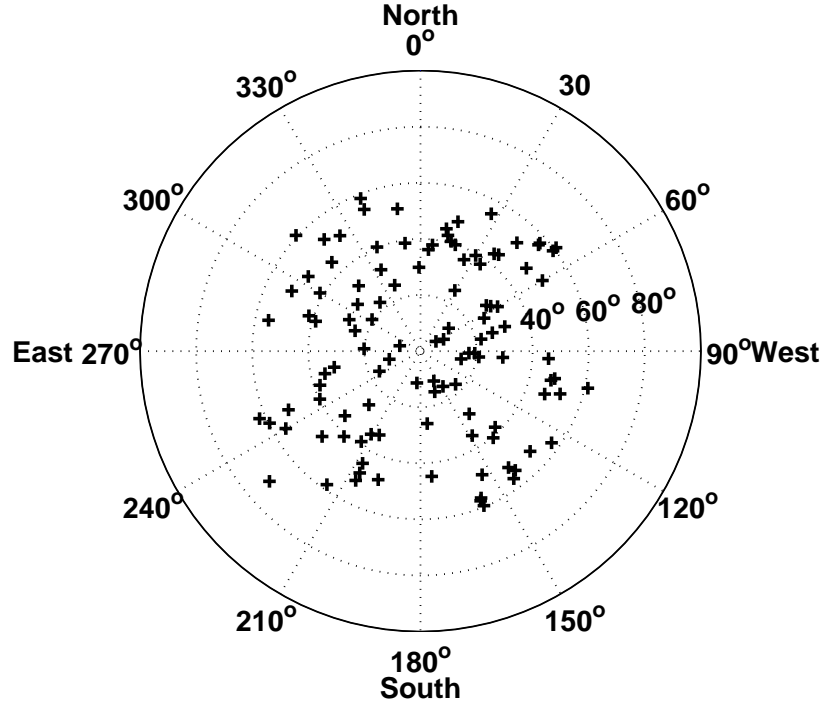


FIG. 2.6 – Directions d’arrivée des événements reconstruites par les antennes [18].

Dans le repère de la gerbe

Dans le repère de la gerbe, le champ électrique décroît exponentiellement avec la distance à l’axe d de la gerbe. On ajuste le champ électrique par la fonction :

$$E(d) = E_0 \exp(-d/d_0)$$

avec

$$d = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 - ((x - x_0) \sin \theta \cos \phi + (y - y_0) \sin \theta \sin \phi)}$$

Cet ajustement permet également d’obtenir la position (x_0, y_0) du point d’impact de la gerbe au sol. Cette forme est celle discutée par Allan [16]. Sur la figure 2.8 représentant les variations du champ électrique en échelle logarithmique en fonction de la distance à l’axe, les lignes en traits pleins sont les courbes obtenues par l’ajustement. On voit que les données sont très bien ajustées.

Grâce à cette campagne de mesure, l’expérience CODALEMA a montré qu’il était possible d’accéder à la direction d’arrivée des gerbes et d’étudier le comportement du champ électrique au niveau du sol. L’ensemble de ces résultats ont été

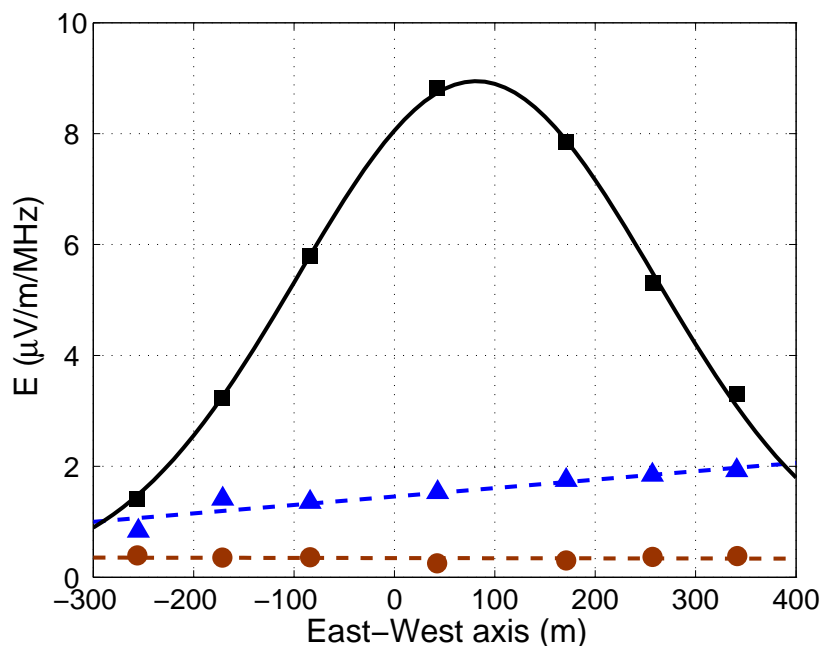


FIG. 2.7 – Variation du champ électrique le long de ligne Est-Ouest [18], les points carrés, triangles et ronds sont des mesures. Les lignes relient les points pour guider le regard.

publiés dans [18]. Cependant, cette configuration expérimentale ne permettant pas d'estimer l'énergie de la particule primaire, information indispensable pour parvenir à un étalonnage en énergie de la technique, un nouveau dispositif a été installé.

2.3 Nouvelle étape : vers un étalonnage en énergie

Comme cela a déjà été évoqué dans l'introduction de ce chapitre, deux modifications importantes ont eu lieu : le réseau des détecteurs de particules a été remplacé par un réseau plus grand avec des détecteurs étalonnés et de nouvelles antennes plus faciles à mettre en oeuvre ont été développées.

2.3.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental actuel est illustré sur la figure 2.9. Le réseau d'antennes, représentées par des "T" sur la figure, est formé de 24 antennes dont 2 lignes de 7 antennes espacées d'environ 90 m, chaque ligne ayant une longueur de

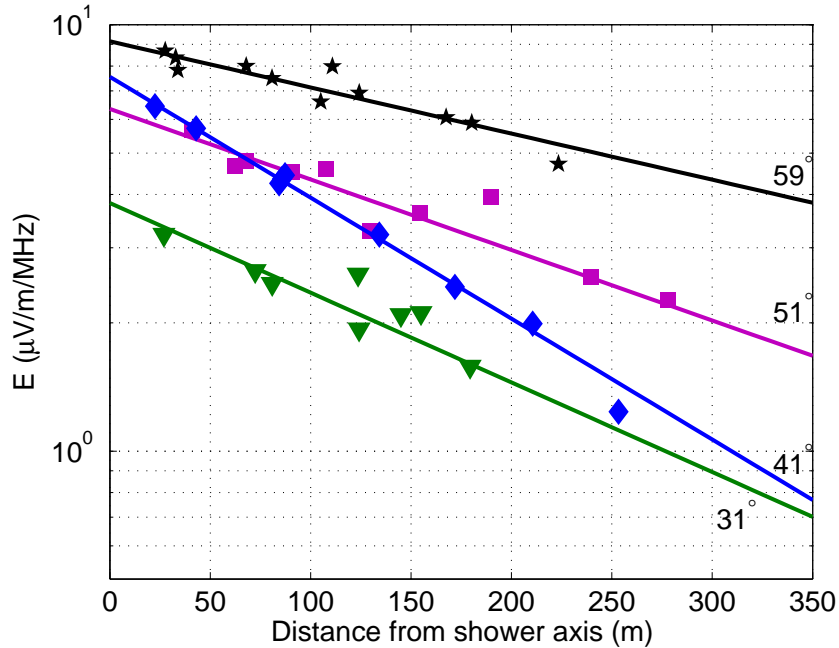


FIG. 2.8 – Profil du champ électrique en échelle logarithmique pour différents angles zénithaux [18].

600 m, auxquelles ont été ajoutées 10 antennes pour améliorer l'échantillonnage au sol au centre de la croix. Le réseau de détecteur de particules, en carré sur la figure, est formé par 17 stations de scintillateurs espacées d'environ 80 m.

Les antennes actuellement utilisées sont des dipôles courts actifs à large bande [23]. La durée et la forme d'une impulsion dépendent de la distance entre la gerbe et l'antenne qui la détecte. Selon la disposition des antennes sur le réseau, les impulsions mesurées peuvent donc être larges de quelques nanosecondes à quelques microsecondes. D'où la nécessité d'une antenne active à large bande passante (100 kHz à 100 MHz). La présence d'émetteurs radios, parfois puissants, déjà discutée précédemment, impose une antenne avec une grande dynamique d'entrée et une bonne linéarité. L'antenne dipôle est formée de 2 brins horizontaux de longueur de 0.6 m et 0.1 m de largeur, portés par un tube en PVC haut de 1 m. La longueur et la largeur de l'antenne ont été déterminées de manière à optimiser le rapport signal sur bruit. La hauteur est imposée par la fréquence maximale à recevoir et pour minimiser les interférences constructives induites par le sol entre les ondes directes et les ondes réfléchies par le sol. Pour amplifier la tension induite sur le dipôle court, un préamplificateur [24], développé à Subatech est installé sur

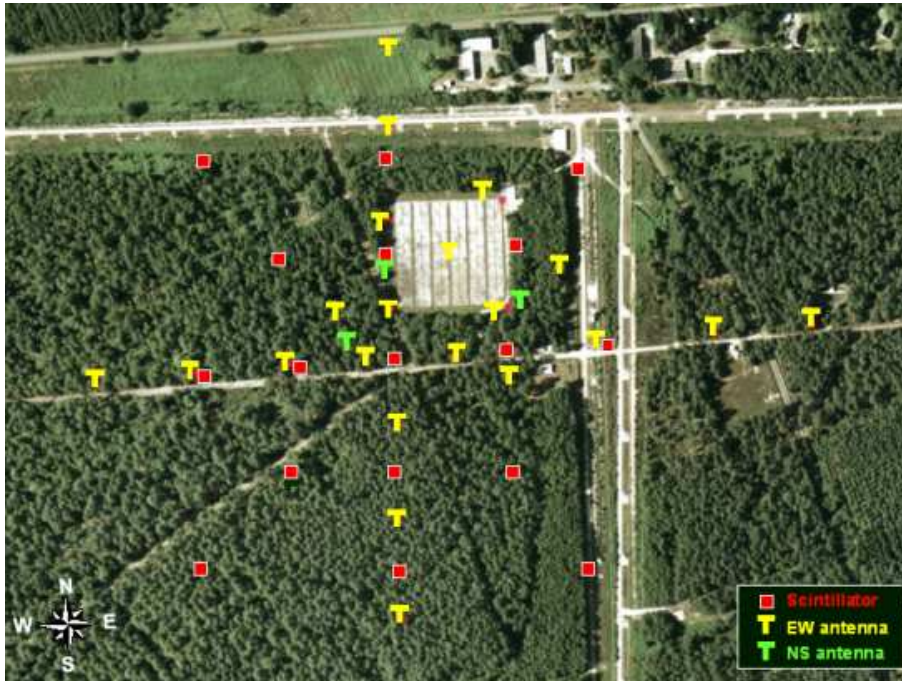


FIG. 2.9 – Dispositif actuel de l'expérience Codalema. En "T" jaune et vert, les antennes et en carrés rouges, les scintillateurs.

chaque antenne.

Les détecteurs de particules sont formés par une épaisse couche de scintillateur plastique lue par 2 photomultiplicateurs, le tout enfermé dans une boîte inoxydable en acier, elle même enfermée dans un container plastique de 1 m^3 qui les protège des intempéries. Les photomultiplicateurs travaillent à 2 gains différents : un haut gain quand la gerbe tombe loin du détecteur et un bas gain quand la gerbe tombe près du détecteur. Ces 2 gains permettent d'obtenir toute la dynamique jusqu'à 400 VEM (Volume Equivalent Muons). Le temps de vol entre les différentes stations permet de reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe. La densité de particules mesurée dans chaque détecteur permet d'obtenir la position du coeur de la gerbe et la distribution latérale de la gerbe ajustée par une distribution NKG. Ce qui permet d'obtenir une estimation de l'énergie des événements lorsqu'ils sont centraux, c'est-à-dire quand leur coeur est situé à l'intérieur du réseau.

2.3.2 Acquisition des données

Les antennes et les détecteurs de particules sont reliés à l'acquisition centrale par des câbles. Les cartes d'acquisition utilisées sont des cartes Matacq [25] développées par le LAL. Chaque carte possède 4 voies. Les signaux sont numérisés sur 2560 points à une fréquence d'échantillonnage de 1 GHz. Ce qui donne un intervalle de 1 ns entre 2 points et une durée totale d'enregistrement de 2.5 μ s. Cette fréquence n'est pas forcément utile pour la radiodétection des rayons cosmiques, on pourrait fonctionner avec une fréquence plus faible, mais les cartes sont optimisées pour une fréquence supérieure ou égale à 1 GHz. L'acquisition des données est déclenchée sur toutes les cartes Matacq par le réseau de scintillateurs, lorsque les 5 stations centrales sont touchées dans une fenêtre de 600 ns. Les données sont alors écrites sur disques et transférées au laboratoire via internet. Le logiciel d'acquisition est réalisé avec le code LABVIEW.

Les premiers résultats de l'expérience Codalema ont montré qu'il était possible d'exploiter le champ électrique généré par une gerbe pour la détecter et pour remonter à sa direction d'arrivée. D'autre part, des premières observations de la topologie des champs électriques au sol laissent penser que l'on pourrait exploiter cette topologie pour cataloguer les événements associés aux gerbes.

L'analyse des données recueillies par la nouvelle configuration expérimentale fera l'objet du dernier chapitre. Nous verrons que cette configuration a permis d'obtenir de nouvelles informations importantes et notamment que c'est un effet géomagnétique qui est à l'origine du champ électrique émis par les gerbes.

Mais avant cela, nous allons détailler la théorie des différents mécanismes possibles d'émission radio.

Chapitre 3

Le champ électrique créé par les gerbes atmosphériques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, lorsqu'un rayon cosmique de haute énergie ($E > 10^{15}$ eV) pénètre dans l'atmosphère, il crée une cascade de particules secondaires en interagissant avec les noyaux de molécules d'air, appelée gerbe atmosphérique. Or la gerbe ainsi créée est composée de nombreuses particules chargées qui sont à l'origine d'un champ électrique que l'on va étudier dans ce chapitre.

Dans une première partie, nous nous intéresserons au lien entre les gerbes atmosphériques et le champ électrique qu'elle génère. Nous détaillerons les mécanismes générant des champs électriques et nous décrirons le développement temporel du nombre de particules chargées composant la gerbe ainsi que le développement spatial de la gerbe. Dans une deuxième partie, nous montrerons qu'en se plaçant dans le cas de l'approximation "ponctuelle", nous arriverons à des expressions facilement exploitables des champs électriques. Nous étudierons le domaine de validité de cette approximation. Une troisième partie sera consacrée à la dépendance en temps et en fréquence des champs électriques obtenus. Nous comparerons le champ géosynchrotron au champ dû au courant transverse puis nous essaierons de voir comment, à partir d'un champ électrique, il est possible de remonter au développement temporel de la charge. Enfin, dans une dernière partie, nous exploiterons les formules de champs électriques de l'approximation ponctuelle pour dimensionner un réseau d'antennes. Nous nous fixerons des critères de détection et nous évaluerons l'efficacité de détection des gerbes. L'ensemble de ce travail a fait l'objet d'un article soumis actuellement à publication et qui est reporté en annexe [B](#).

3.1 Gerbes atmosphériques et champs électriques

3.1.1 Génération de champs électriques

Les particules chargées d'une gerbe atmosphérique, essentiellement des électrons et des positrons, sont sources de champs électriques. Etant donné qu'il y a autant de charges positives que de charges négatives, on peut s'attendre à un champ électrique nul. Cependant, il existe deux sortes de processus qui séparent spatialement les charges positives des charges négatives, de sorte que le champ électrique des charges positives ne s'oppose pas à celui des charges négatives. Le premier est un processus stochastique produit par les diffusions multiples des particules qui composent la gerbe. Le signal résultant de la superposition des champs émis par les particules individuelles est incohérent, ce qui se manifeste dans l'énergie du signal qui est proportionnelle au nombre de charges. Pour les gerbes atmosphériques, cette émission électromagnétique est détectable dans le domaine du visible mais pas dans le domaine radio (rayonnement Cerenkov). Le second processus qui sépare les charges est un processus systématique. On distingue deux mécanismes, la production d'un excès d'électrons dans le front de gerbe, c'est l'effet Askaryan, et la déviation des charges sous l'action du champ magnétique terrestre, c'est l'effet géomagnétique. Les processus systématiques sont bien plus efficaces pour créer un signal puisque c'est l'amplitude du signal, la racine carrée de l'énergie, qui est proportionnelle au nombre de charges.

L'effet Askaryan

Lorsque les particules électromagnétiques qui composent la gerbe acquièrent des énergies de l'ordre du MeV, trois processus physiques [2] génèrent un surplus d'électrons : l'annihilation des positrons en vol, l'interaction des photons par effet Compton qui cèdent une partie de leur énergie sous forme cinétique aux électrons libres du milieu traversé et l'ionisation des atomes d'air par les électrons. Le rayonnement émis par cet excès de charges négatives est cohérent aux grandes longueurs d'onde et donc proportionnel au nombre de charges. La principale difficulté consiste à évaluer combien vaut l'excès d'électrons.

Allan dans [16] tente d'estimer l'excès de charge en sommant les contributions des trois processus physiques qui en sont responsables. Pour estimer l'excès de charge lié à l'ionisation des électrons, il calcule l'énergie des électrons secondaires contribuant pour moitié à la perte d'énergie par ionisation. Pour des électrons d'énergie $E > 1$ MeV, il estime entre 10 et 20% l'excès de charge lié à l'ionisation. Pour l'effet Compton, il estime la contribution à environ 10%. Ceci en considérant, que pour des énergies inférieures à 100 MeV, 20% des électrons proviennent de l'effet Compton et que ces électrons sont plus nombreux parmi les particules de basse énergie. Pour l'annihilation des positrons, en se basant sur la probabilité

d'annihilation, il évalue la contribution à environ 5%. Donc au total, une gerbe atmosphérique présente un excès d'électrons d'environ 25%. On retrouve cet ordre de grandeur à l'aide de programme de simulation Monte-Carlo tel Corsika [26].

L'effet du champ magnétique terrestre

Les particules chargées en mouvement dans le champ géomagnétique sont soumises à la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$.¹ Comme à chaque instant le long de la trajectoire du primaire il y a création de paires, on peut considérer que l'on a en permanence des paires e^+/e^- qui se séparent transversalement par rapport à la direction incidente. On peut distinguer deux types d'émission :

- l'émission synchrotron due à l'accélération par la force de Lorentz. C'est celle qui est prise en compte par Huege [27] et que l'on appellera émission géosynchrotron.
- l'émission par le courant transverse associé à la dérive systématique des charges au fur et à mesure de leur production pendant le développement de la gerbe. Cette seconde contribution est celle étudiée originalement par Kahn et Lerche [3], puis plus récemment par Scholten et Werner [28].²

Il semble que l'effet géomagnétique soit le processus dominant, c'est pourquoi dans la suite on s'intéressera à ce seul effet. On comparera, émission géosynchrotron et émission par le courant transverse.

3.2 Le modèle ponctuel

3.2.1 L'approximation ponctuelle

L'étude a pour but de calculer le champ électrique d'une gerbe atmosphérique mesurée par une antenne placée en un point A en fonction du temps t auquel le signal arrive en A. Le problème majeur vient du grand nombre de charges. Comme il est impossible d'obtenir une expression simple pour le champ électrique en additionnant les champs induits par chaque particule, on va utiliser un modèle simple appelé modèle ponctuel. Il consiste à assimiler une gerbe à une charge ponctuelle se déplaçant rectilignement avec une vitesse relativiste correspondant à la vitesse du front de la gerbe. On verra que le domaine d'application de cette

¹En plus du champ magnétique il existe un champ électrique terrestre. Mais ce champ, de l'ordre de 100 V/m (excepté en conditions orageuses), est négligeable comparé à cB_T qui est de l'ordre de 10^4 V/m.

²Le courant transverse entretient un dipôle puisque les particules de même charge se rangent d'un côté ou de l'autre de la direction incidente. On a alors d'un côté N positrons et de l'autre côté N électrons. Ce dipôle est aussi source d'un champ, mais d'importance moindre : on ne le considérera pas.

approche est celui des grands paramètres d'impact (de l'ordre du kilomètre), et des angles d'émission modérés à cause des particularités de l'émission par des charges en mouvement relativiste. La figure 3.1 illustre la situation géométrique considérée et les notations utilisées.

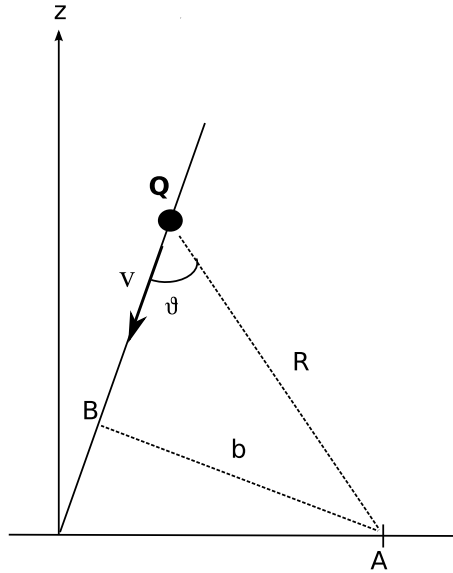


FIG. 3.1 – Situation géométrique considérée.

La distance b entre le point A et le point B, le point de l'axe de la gerbe le plus proche de l'antenne, est le paramètre d'impact. On appelle t' le temps d'émission du signal par la charge et t le temps de réception du signal. Son origine $t' = 0$ est choisie au moment où la charge passe au point B. La distance $R = \|\vec{QA}\|$, que parcourt le signal électromagnétique entre le moment d'émission par la charge, t' , et le moment de réception t sur l'antenne, est donné par la relation $R = c(t - t')$. Enfin, l'évolution temporelle de la charge $Q = Ne$ est donnée par la formule 1.1.

Echelles temporelles et simplifications

Dans le cadre de notre modèle, on assimile une gerbe à un système ponctuel de charges se déplaçant rectilignement avec une vitesse relativiste, celle du front de gerbe, négligeant ainsi le développement latéral de la gerbe. Attachons nous maintenant à indiquer pourquoi avec une telle structure, il n'est pas crucial pour une estimation de l'allure de l'impulsion radioélectrique de connaître le détail de la répartition des charges. Pour ceci, on examine les écarts de temps qui séparent les signaux reçus sur l'antenne pour différentes sources dans la gerbe. Pour commencer, on suppose que la source est constituée d'une seule charge tombant

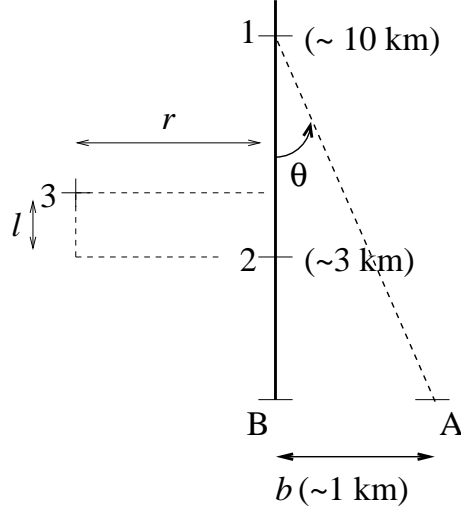


FIG. 3.2 – Quelques points de repère sur la gerbe.

verticalement à la vitesse $v = c$ et on examine les temps d'arrivée sur l'antenne A, située à un paramètre d'impact b de la gerbe, du signal émis lorsque la charge passe au point $i = 1$ (situé à 10 km) ou 2 (situé à 3 km) (à l'origine des temps la charge passe en B)

$$t_i = \frac{1}{c}(\sqrt{b^2 + d(i, B)^2} - d(i, B)) \approx \frac{b^2}{2cd(i, B)}$$

$d(i, B)$ est la distance entre point i et le point B. On en déduit que l'écart de temps en μs :

$$\Delta t_{21} = t_2 - t_1 \approx 0.4 b^2 \quad (b \text{ en km})$$

qui est à comparer avec l'écart :

$$\Delta t_{B2} = t_B - t_2 \approx t_B \approx 3.3 b$$

Comme on le verra, ces estimations fixent les échelles de temps de montée, assez rapide, et de descente bien plus longue de nos impulsions. Cette hiérarchie observée à grand paramètre d'impact (de l'ordre du km) est entièrement due à l'effet d'obliquité. On peut maintenant calculer l'écart de temps d'arrivée du signal émis depuis deux points distincts du front de gerbe (les points 3 et 2) :

$$\Delta t_{32} = \sqrt{(b+r)^2 + (l+d)^2} - \sqrt{b^2 + d^2}$$

avec $(l+d) \ll (b+r)$ et $d \ll b$, on obtient après un développement limité :

$$\Delta t_{32} \approx \frac{l}{c} + \frac{br}{cd(2B)}.$$

Avec une épaisseur de quelques mètres ($l < 10$ m), on obtient des écarts longitudinaux inférieurs à la trentaine de nanosecondes, alors que pour des excursions transverses de quelques dizaines de mètres ($r = 100$ m), on obtient des écarts proportionnels à b et atteignant une trentaine de nanosecondes pour $b = 1$ km. Ces temps comparés à un temps de montée de $0.4 \mu\text{s}$ peuvent être négligés en première approximation. Il faut remarquer par contre que des écarts de temps de 30 ns ne peuvent être supposés négligés dans une analyse fréquentielle très au-delà de la vingtaine de MHz. L'argumentation qui précède nous conduit à considérer que les dimensions spatiales du front de gerbe sont négligeables pour le calcul du champ électrique de la gerbe à des paramètres d'impact de l'ordre du kilomètre. Une étude plus détaillée du domaine de validité est présentée dans l'article soumis (cf annexe B). Une conséquence est que le détail de la structure microscopique est complètement gommée, au moins en première approximation.

3.2.2 Expression des champs électriques

Maintenant que nous avons décrit le modèle simplifié, voyons comment ce modèle permet d'obtenir des formules simplifiées des champs électriques pour les deux mécanismes possibles d'émission sous l'effet du champ géomagnétique.

Champ géosynchrotron

L'accélération de charges dans le champ magnétique terrestre induit un champ électrique : c'est l'effet synchrotron. Ce champ électrique est donné par les formules classiques d'électromagnétisme [29] :

$$\vec{E} = \frac{N(t') e \vec{R} \wedge |(\vec{R} - R\vec{v}/c) \wedge \vec{a}|}{4\pi\epsilon c^2 |R - \vec{R} \cdot \vec{v}/c|^3} \quad (3.1)$$

Cette expression donne le champ synchrotron de la gerbe dans le modèle ponctuel. Telle qu'elle, elle ne permet pas de manipulation simple. On peut la simplifier dans la situation des grands paramètres d'impact en remarquant que le dénominateur comprend le facteur

$$1 - \frac{\vec{R} \cdot \vec{v}}{R c}$$

qui, dans le domaine relativiste $|\vec{v}| \approx c$, devient très petit (l'inverse devient très important) lorsque \vec{v} s'aligne avec \vec{R} . C'est une caractéristique du rayonnement par une charge en mouvement relativiste : l'émission vers l'avant (aux petits angles) est privilégiée. On a alors la hiérarchie $-ct' \gg b \gg ct$. Et la relation entre t , b et t' prend la forme :

$$ct' = \frac{-b^2}{2ct} \quad (3.2)$$

L'établissement de cette formule est détaillé dans l'annexe A.2. Pour la formule du champ électrique, on a aussi l'approximation

$$R - \vec{R} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \approx ct \quad (3.3)$$

Tout calcul fait, en utilisant ces simplifications, on obtient l'expression simple pour la norme du champ électrique :

$$\|\vec{E}\| = \frac{N(t')e b^2 a}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2 (ct)^3} \quad (3.4)$$

où b est le paramètre d'impact, N est la charge dont l'évolution temporelle est donnée par 1.1, a est l'accélération :

$$a = \frac{evB}{\gamma m_e} \sin \beta$$

avec β l'angle entre l'axe de la gerbe et le champ magnétique terrestre. Les calculs menant à cette expression sont détaillés dans l'annexe A.3. Le champ géosynchrotron dépend donc de t , b et de la direction de la gerbe. Notons que la dépendance en b et t est plus complexe qu'il n'y paraît puisque N dépend implicitement de t' et donc de t et b .

Champ dû au courant transverse

On résume la démarche détaillée dans [28]. On s'intéresse aux particules situées dans le front de la gerbe. Sous l'effet de la force de Lorentz, les particules chargées sont accélérées perpendiculairement à leur direction de vol mais, suite aux diffusions multiples des particules avec les molécules d'air, elles acquièrent un mouvement de dérive dans la direction transverse à la fois à l'axe de la gerbe et au champ magnétique. Une quantité importante est la vitesse de dérive v_d moyenne qui permet de calculer la densité de courant. Elle est obtenue en effectuant la moyenne des vitesses transverses sur la distribution des énergies des électrons et des positrons de la gerbe. A partir des potentiels retardés (potentiels de Liénard-Wiechert) et en se plaçant à nouveau dans la situation des grands paramètres d'impact, on obtient l'expression simplifiée du champ électrique pour le courant transverse :

$$\|\vec{E}(t', b)\| \approx \frac{Jc^2 t'^2 4}{b^4} \left[t' \frac{dN}{dt'} + N(t') \right]. \quad (3.5)$$

J est la densité courant, elle dépend de la vitesse de dérive moyenne $\overline{v_d}$:

$$J = \frac{\overline{v_d} N_{max} e}{4\pi\epsilon} \quad (3.6)$$

avec :

$$\overline{v_d} \approx 0.04c \frac{\sin \beta}{\sin 27^\circ}$$

C'est encore la considération des petits angles du fait de l'émission relativiste, avec les approximations 3.2 et 3.3, qui permet d'arriver à l'équation 3.5.

Dans la publication [28], la sensibilité aux approximations en les relaxant une à une est explorée. La figure 3.3 décrit les résultats obtenus pour un paramètre d'impact de 700 m, dans le cas d'une gerbe verticale d'énergie 10^{17} eV.

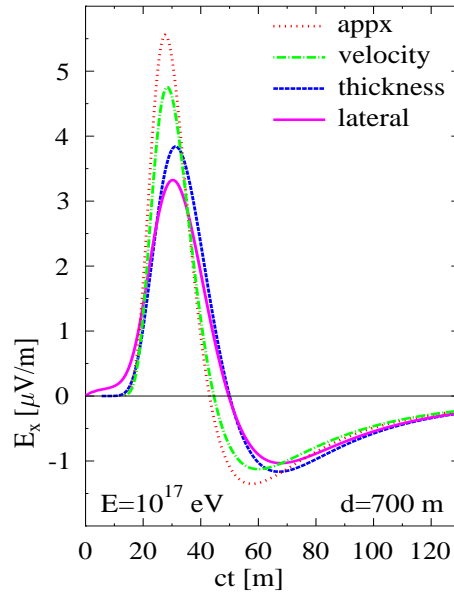


FIG. 3.3 – Champ électrique dû au courant transverse pour un paramètre d'impact de $b=d=700$ m.

La courbe en pointillés rouges est obtenue à partir de l'expression approchée du champ 3.5. Celle en trait mixte vert prend en compte la distribution d'énergie des électrons et positrons dans l'air, dont dépend explicitement la vitesse de dérive. La courbe bleue est obtenue en ajoutant l'effet de l'épaisseur du front de la gerbe. Enfin, la courbe en magenta ajoute la prise en compte la distribution latérale des particules. On constate qu'inclure la distribution d'énergie affecte principalement l'amplitude du champ, le développement temporel du champ n'est que très légèrement affecté. Tandis que prendre en compte l'épaisseur du front de gerbe et la distribution latérale affecte non seulement l'amplitude du champ électrique mais également son développement temporel. Au total, les différences

étant modérées, on en conclut que, pour le champ dû au courant transverse, l'approximation ponctuelle est raisonnable au-delà de 700 m pour la situation verticale.

Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier en détail les deux expressions du champ électrique obtenues.

3.3 Phénoménologie

3.3.1 Dépendance en temps

L'évolution des champs électriques, pour les 2 approches théoriques, en fonction du temps est donnée par les équations A.3 et 3.5 et l'équation 1.1 qui donne l'évolution temporelle de la charge. Sur la figure 3.4, on a représenté à gauche, le champ électrique géosynchrotron et à droite le champ électrique dû au courant transverse pour différents paramètres d'impact pour une gerbe d'incidence verticale.

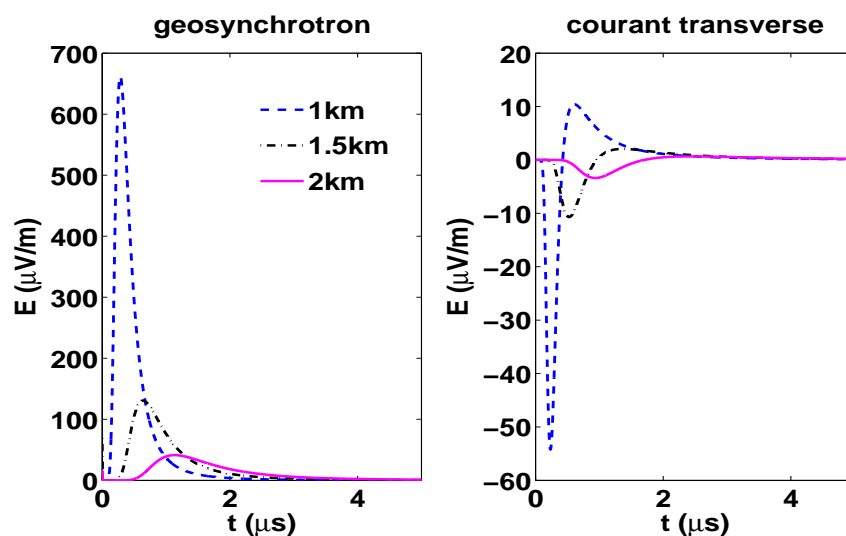


FIG. 3.4 – A gauche, le champ électrique géosynchrotron, à droite le champ électrique dû au courant transverse. En pointillés bleus, pour un paramètre d'impact de 1 km, en traits mixtes noirs 1.5 km et en traits pleins magenta 2 km.

Pour le champ géosynchrotron, comme déjà évoqué au 1.2.1, le temps de montée est très rapide (quelques centaines de nanosecondes) et le temps de descente est beaucoup plus lent (microsecondes). A paramètre d'impact fixé, la forme de l'impulsion s'explique par la variation de N/t^3 : le champ devient non nul dès

que N prend des valeurs non négligeables, puis atteint rapidement un maximum lorsque la charge contrebalance le terme en $1/t^3$, avant de décroître lentement. Lorsque le paramètre d'impact augmente, les impulsions sont plus longues et le temps du maximum est décalé vers la droite de même que le temps auquel les impulsions prennent des valeurs non négligeables. On constate que le temps du maximum varie comme b^2 et l'amplitude du maximum comme $1/b^4$, ainsi lorsqu'on multiplie par 2 le paramètre d'impact, on multiplie par 4 le temps du maximum et par $1/2^4$ l'amplitude du maximum.

Pour le champ dû au courant transverse, à paramètre d'impact fixé, la forme de l'impulsion s'explique par la variation du terme $t'^2[t' \frac{dN}{dt'} + N(t')]$. Le champ est bipolaire, la variation de N en fonction t étant celle de la figure 3.8 (en haut, à droite), la bipolarité est donc liée au terme en $\frac{dN}{dt'}$. Les observations faites pour le champ géosynchrotron lorsque le paramètre d'impact augmente restent valables.

3.3.2 Dépendance en fréquence

La figure 3.5 représente le champ électrique en fonction de la fréquence, à gauche pour le champ géosynchrotron et à droite pour le champ dû au courant transverse pour différents paramètres d'impact. L'échelle de l'axe des ordonnées est logarithmique pour pouvoir représenter correctement la variation des champs.

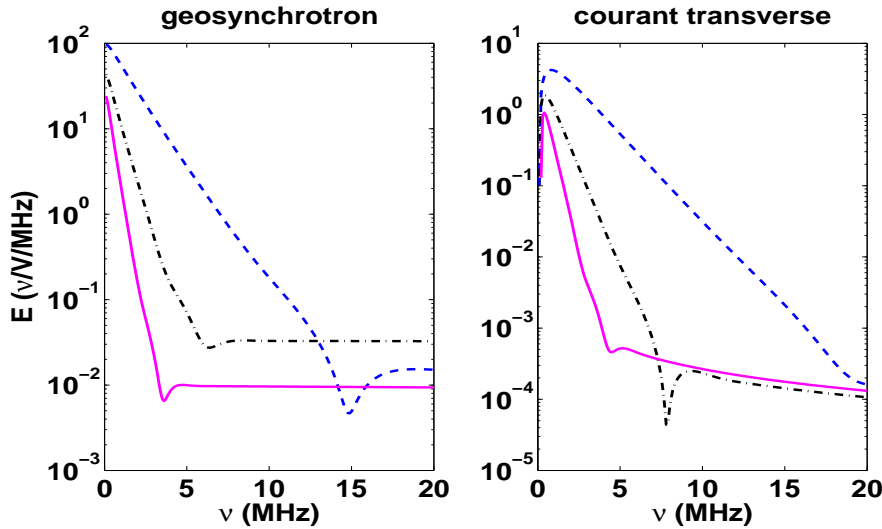


FIG. 3.5 – A gauche, le champ électrique géosynchrotron, à droite le champ électrique dû au courant transverse. En pointillés bleus, pour un paramètre d'impact de 1 km, en traits mixtes noirs 1.5 km et en magenta 2 km.

En échelle logarithmique, le champ géosynchrotron diminue presque linéairement avec la fréquence. Au contraire, pour le champ lié au courant transverse le champ est nul pour $\nu = 0$ puis augmente presque linéairement, atteint un maximum puis diminue également de manière quasi linéaire. Par contre, dans les deux cas, on remarque un changement de régime qui intervient à une fréquence d'autant plus petite que l'on augmente le paramètre d'impact. On interprète les variations linéaires comme la perte de cohérence de l'émission radio. Pour le champ géosynchrotron, la cohérence n'a lieu qu'aux très basses fréquences. Pour le champ dû au courant transverse, la cohérence intervient aux fréquences proches du maximum.

3.3.3 Comparaison courant transverse et géosynchrotron

La différence la plus remarquable entre les deux mécanismes est la forme bipolaire du champ dû au courant transverse. On montre que l'intégrale de ce champ électrique en fonction de t est nulle, d'où la bipolarité. Cette propriété conduit dans le domaine fréquentiel à un champ nul pour $\nu = 0$ et qui passe par un maximum. Bien que les dépendances en fonction de t' et b ne soient pas les mêmes pour les deux champs, il est à remarquer qu'en fonction de t , leurs amplitudes varient pour les deux comme $1/b^4$ et le temps du maximum comme b^2 .

Jusqu'à maintenant nous nous sommes intéressés à la norme des champs électriques. Or il se trouve que vectoriellement les deux champs sont différents. Le champ dû au courant transverse est orienté selon le produit vectoriel $q\vec{v} \wedge \vec{B}_T$, alors que pour le champ géosynchrotron, on montre que l'angle entre le champ électrique et le champ géomagnétique est tel que :

$$(\vec{B}_T, \vec{E}) = \frac{\pi}{2} + 2 \times (\vec{B}_T, \vec{B}\vec{A})$$

La figure 3.6 illustre cette expression. Expérimentalement, la forme de l'amplitude n'étant pas accessible complètement à cause des filtrages en fréquence, cette différence permettrait de déterminer quelle contribution est à l'origine du champ électrique.

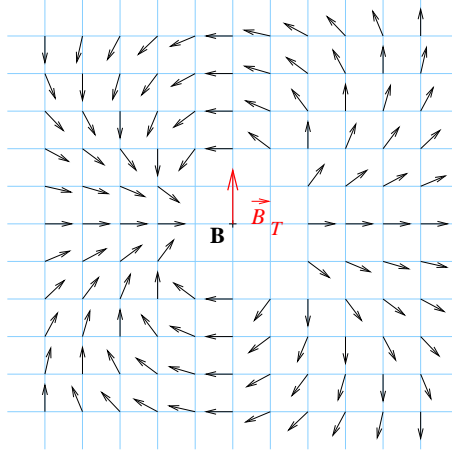


FIG. 3.6 – Motif de polarisation d’une gerbe arrivant perpendiculairement à la figure au point B.

3.3.4 Sensibilité aux premiers instants du développement

Un point à souligner est le fort facteur de contraction lors du passage de t' à t , d’après l’équation 3.2 :

$$\frac{\partial t}{\partial t'} = \frac{1}{2} \left(\frac{b}{ct'} \right)^2$$

Une des conséquences est la sensibilité des champs électriques aux temps correspondants au début du développement de la gerbe, soit pour les t' négatifs et grands en valeur absolue. Pour illustrer ce fait, nous avons comparé l’effet de deux paramétrisations différentes de la charge, la première est celle de Greisen donnée par l’équation 1.1, représentée en pointillés bleus sur la figure 3.7 et la seconde est la paramétrisation de Gaiser-Hillas,

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp\left(\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right), \quad (3.7)$$

représentée en vert sur la même figure. $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$ est la longueur d’interaction hadronique. Pour les deux paramétrisations N_{max} et X_{max} sont pris identiques. En fonction des temps t et t' , figures du haut, les deux paramétrisations donnent sensiblement la même variation, celle de Gaiser-Hillas donne un nombre de charges légèrement supérieur. Par contre, pour les champs électriques, figures du bas, la différence se traduit essentiellement par une augmentation de l’amplitude avec la paramétrisation de Gaiser-Hillas. On remarque également que cela modifie un peu la forme temporelle.

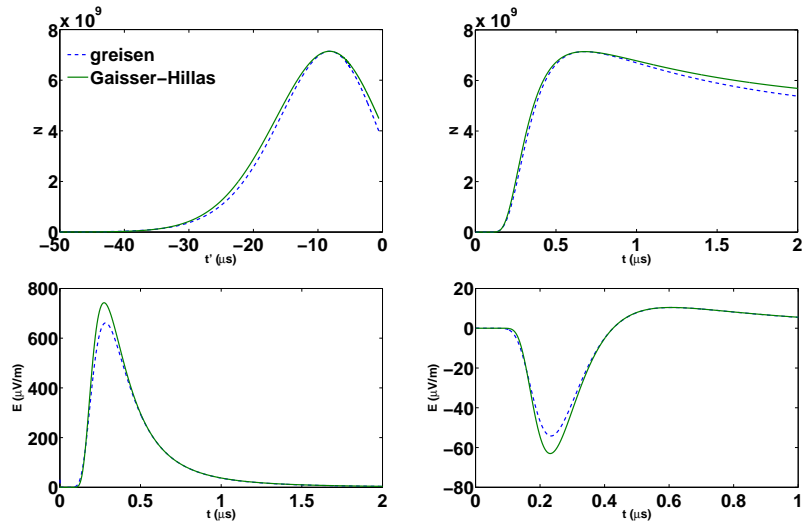


FIG. 3.7 – Effet de deux paramétrisations différentes de la charge, en pointillés bleus : paramétrisation de Greisen et en vert : paramétrisation de Gaisser-Hillas. En haut, à gauche, variation de la charge en fonction de t' et à droite en fonction de t . En bas, à gauche variation du champ électrique géosynchrotron et à droite variation du champ électrique dû au courant transverse.

Comme on le voit sur la figure 3.8, la différence est plus visible en fonction de la fréquence. De même que pour le domaine temporel, la paramétrisation de Gaisser-Hillas donne des champs plus élevés. L'écart entre les deux courbes augmente avec la fréquence ν .

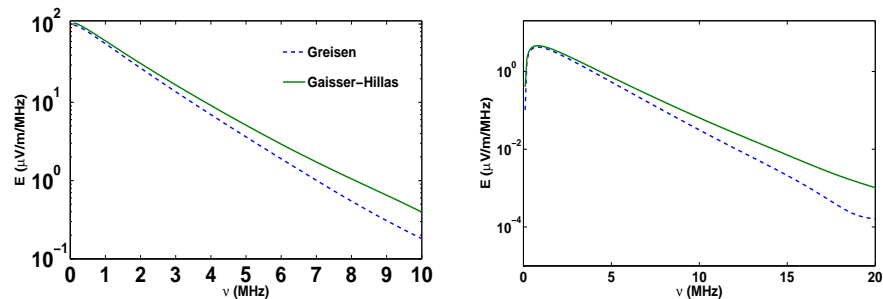


FIG. 3.8 – A gauche, variation du champ géosynchrotron en fonction de la fréquence et à droite, variation du champ dû au courant transverse en fonction de la fréquence. Les courbes en bleu sont obtenus avec la paramétrisation de Greisen et en vert avec la paramétrisation de Gaisser-Hillas.

3.3.5 Inversion du problème

Une conséquence remarquable des expressions simples obtenues dans le cadre de l'approximation ponctuelle est le fait qu'on peut facilement indiquer comment la mesure du champ électrique permet de caractériser la gerbe qui l'a induit. On a montré que pour l'effet géosynchrotron, le champ électrique mesuré par une antenne est donné par la formule A.3, soit :

$$E = K \frac{Nb^2}{(ct)^3},$$

où K est une constante. Connaissant la direction d'arrivée de la gerbe et son point d'impact au sol, il est possible de remonter au nombre de particules $N(t)$ en traçant :

$$(ct)^3 E(t, A_i) = f\left(\frac{b_i}{2ct}\right)$$

Ce type d'extraction nécessite de se placer à grands paramètres d'impact et d'avoir mesuré le champ électrique. En pratique, cette analyse est difficile lorsque le signal est noyé dans le bruit et qu'il devient nécessaire d'effectuer un filtrage pour l'observer. Pour les expériences actuelles, et parmi elles Codalema, l'extraction directe de $N(t)$, par cette méthode, n'est pas possible car les champs sont obtenus à petit paramètre d'impact.

3.4 Dimensionnement d'un réseau

Une application des formules simplifiées de champs électriques obtenues avec l'approximation ponctuelle consiste à évaluer l'efficacité de détection des gerbes atmosphériques d'énergie donnée par un réseau d'antennes, par exemple en fonction de la taille de la maille élémentaire de ce réseau. Nous considérons le cas d'un réseau de type hexagonal. Il est composé de triangles équilatéraux de côté a , chaque sommet étant occupé par une antenne. Comme nos calculs sont faits avec le modèle ponctuel, la gamme de distances pertinente entre antennes se situe au delà du kilomètre.

On réalise une simulation monte-carlo qui consiste en un tirage aléatoire de la position du point d'impact d'une gerbe dans l'hexagone puis on calcule le champ électrique mesuré par chaque antenne. Dans un premier temps, on s'intéresse aux gerbes d'incidence verticale car, dans ce cas, des considérations géométriques permettent d'établir une formule pour le calcul du pourcentage de détection en fonction de la distance a entre antennes. Ceci permettra de vérifier notre code monte-carlo. Ensuite, on s'intéresse au cas de gerbes d'incidence quelconque. On se fixe, d'abord, des critères de détection sur la valeur que doit atteindre le champ électrique pour que l'on décide que la gerbe est détectée par une antenne. Il faut

que ce critère soit vérifié par au moins trois antennes d'un triangle de base du réseau. Cette condition permet de reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe.

3.4.1 Critères de détection

Critère 1 : signal au dessus du bruit galactique

Si l'on suppose que la principale source de bruit est d'origine galactique, il faut pour qu'une impulsion puisse être détectée qu'elle soit au dessus ce bruit dont la densité spectrale de puissance est donnée par [30] :

$$P_\nu = k_b T_{\text{ciel}}(\nu)$$

Pour trouver le champ électrique auquel cette densité correspond on utilise le fait que la densité de puissance reçue par une antenne de gain G (surface effective $A = G\lambda^2/4\pi$) sur une durée Δt est :

$$P_\nu = \frac{G\lambda^2}{4\pi} \frac{E_\nu^2}{Z_0 \Delta t},$$

où $Z_0 = 1/\epsilon_0 c$ est l'impédance du vide. En utilisant la propriété :

$$\sigma_E^2 = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} dt E^2(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu E_\nu^2,$$

on déduit des relations précédentes la variance du bruit du ciel :

$$\sigma_{\text{ciel}}^2 = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{+\infty} d\nu E_\nu^2 = \frac{550(V/m)^2}{(a+1)G} \left[\left(\frac{\nu}{55\text{MHz}} \right)^{a+1} \right]_0^{\nu_{\text{max}}}.$$

Les valeurs de a et $T(\nu)$ sont celles de la référence [31]. Pour $G = 1$ et $\nu_{\text{max}} = 80$ MHz, on obtient :

$$\sigma_{\text{ciel}} \approx 30 \mu\text{V/m}.$$

Dans le cas du critère 1, on décide donc que l'on détecte une impulsion si le maximum du champ électrique est supérieur à $30 \mu\text{V/m}$.

Critère 2 : signal en dehors des ondes courtes

Expérimentalement, comme on l'a vu, il existe d'autres sources de bruit que celui d'origine galactique. Pour l'expérience Codalema, on estime qu'une impulsion est détectée si son champ électrique est supérieur à $1 \mu\text{V/m/MHz}$ [18]. En se basant sur cette valeur, pour notre simulation monte-carlo, on décide qu'une impulsion est détectée si la valeur de sa transformée de Fourier à 20 MHz dépasse $1 \mu\text{V/m/MHz}$.

Ces deux critères ne sont pas directement comparables mais le critère 2 est plus strict que le critère 1.

3.4.2 Cas des gerbes verticales

Dans le cas de gerbes d'incidence verticale, le champ électrique dépend uniquement de la distance entre le point d'impact et l'antenne. Fixer un seuil de détection revient à fixer un seuil sur la distance maximum à laquelle une antenne peut détecter un signal. La zone de détection accessible à une antenne est donc un disque de rayon r , ce rayon dépend du seuil que l'on fixe. Dans chaque triangle qui compose le réseau hexagonal, la zone de détection correspond à l'intersection de trois disques de rayon r centrés sur les sommets, comme illustré sur la figure 3.9.

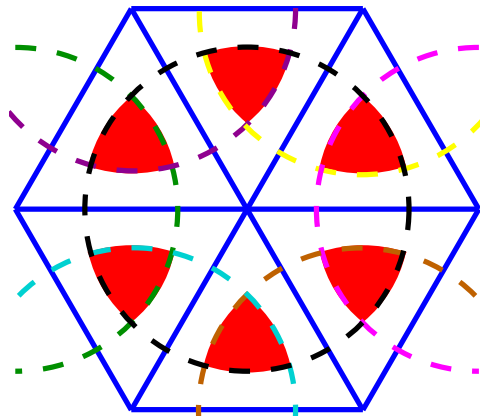


FIG. 3.9 – En bleu, le réseau hexagonal choisi, en rouge, la surface dans laquelle doit se situer le point d'impact de la gerbe pour quelle soit détectée, en pointillés, les cercles de rayons r délimitant la zone de détection accessible à une antenne.

Calcul du taux en fonction du pas

A partir de considérations géométriques, on peut calculer le pourcentage de détection analytiquement. Ce taux est le rapport du nombre d'événements détectés sur le nombre d'événements total, ce qui correspond au rapport de l'aire de la surface rouge comprise dans un triangle bleu sur l'aire du triangle bleu. Deux cas sont alors à prendre en compte : soit la surface rouge est entièrement comprise dans le triangle, soit elle déborde du triangle (en effet, lorsque la taille du réseau diminue les zones rouges se chevauchent). Le pourcentage de déclenchement T

est une fonction du paramètre $u = r/a$:

$$\begin{aligned}
u \leq 1/\sqrt{3} : T &= 0 \\
1/\sqrt{3} < u \leq \sqrt{3}/2 : T &= 1 - \sqrt{3}\sqrt{4u^2 - 1} + 2\sqrt{3}u^2\theta(u) \\
&\quad \text{avec } \theta(u) = 2 \arctan\left(\frac{-1 + \sqrt{3}\sqrt{4u^2 - 1}}{\sqrt{3} + \sqrt{4u^2 - 1}}\right) \\
\sqrt{3}/2 < u < 1 : T &= 1 - \sqrt{3}\sqrt{4u^2 - 1} + 3\sqrt{4u^2 - 3} + 2\sqrt{3}u^2(\theta(u) - \theta_1(u)) \\
&\quad \text{avec } \theta_1(u) = 2 \arctan\left(\frac{\sqrt{4u^2 - 3}}{3}\right) \\
u \geq 1 : T &= 1
\end{aligned}$$

Les valeurs de r en km selon le champ électrique et le critère de détection considéré sont résumées dans le tableau.

	critère 1	critère 2
géosynchrotron	2.17	0.69
courant transverse	1.16	0.60

On retrouve bien le fait que le critère 2 est plus strict.

Variation du taux en fonction du pas

Sur la figure 3.10 est représenté le pourcentage d'impulsions détectées en fonction du pas du réseau, à gauche pour le critère 1 et à droite pour le critère 2. Les courbes en rouge représentent ce pourcentage pour le champ géosynchrotron et les courbes en pointillés verts pour le champ du courant transverse. Les points en bleus sont obtenus à partir du code monte-carlo que l'on utilise par la suite.

On remarque le très bon accord entre la formule analytique et le code monte-carlo. Ce qui nous permet de valider notre code monte-carlo que l'on utilisera par la suite pour des gerbes inclinées. Comme, à un paramètre d'impact donné, le champ géosynchrotron est bien supérieur au champ dû au courant transverse, l'efficacité de détection du champ géosynchrotron est plus grande. A cause de la nature géométrique détaillée plus haut, les courbes ont la même allure et, pour chaque critère, le taux de détection lié à un effet se déduit de celui lié à l'autre effet en premier lieu par une simple translation : cette translation est d'une centaine de mètres pour le critère 1, et de plus d'un millier pour le critère 2. Pour ce second cas, les capacités de détection d'un grand réseau dépendent crucialement de quel processus est finalement à l'œuvre dans la génération du champ électrique. On remarque aussi que la variation du taux de détection avec le pas du réseau est assez rapide. En chiffre, cela donne pour le critère 1, par exemple, pour le champ dû au courant transverse, une variation de 100% de détection à 0% lorsque a passe de 600 m à 1 km, tandis que cette variation se fait de 1.2 à 2 km pour le critère 2.

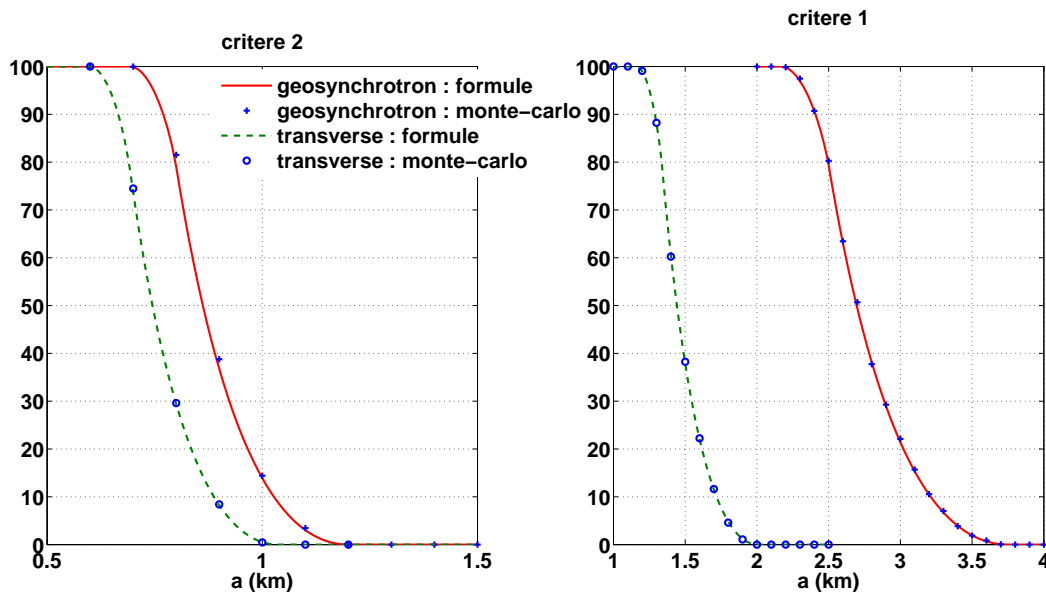


FIG. 3.10 – Pourcentage de détection en fonction de a , à gauche pour le critère 1 et à droite pour le critère 2. Les courbes en rouge sont celles obtenues pour le champ géosynchrotron et celles en pointillés verts pour le champ dû au courant transverse. Les points bleus sont obtenus à partir de la simulation Monte-Carlo.

Variation en fonction du seuil

Selon l'environnement électromagnétique du lieu de l'expérience, le seuil de détection peut varier. Pour étudier l'influence de ce facteur, on fixe la taille du réseau à la valeur à laquelle 50% des gerbes sont détectées, pour l'un ou l'autre des deux mécanismes envisagés. On remarque qu'il suffit de diviser par 2 le seuil pour que pratiquement toutes les gerbes soient détectées. On observe aussi que le pourcentage de détection est identique pour les deux champs. Ceci est une conséquence du fait vu auparavant que le pourcentage de déclenchement n'est fonction que de $u = r/a$ dans le cas vertical.

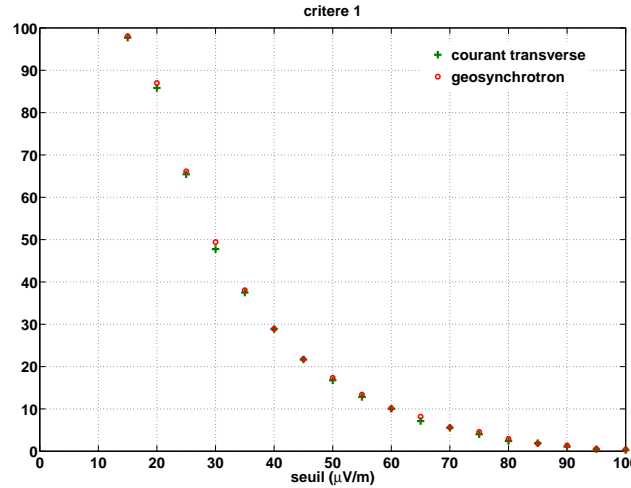


FIG. 3.11 – Variation du pourcentage de détection en fonction du seuil de détection, en rouge pour le champ géosynchrotron et en vert pour le champ dû au courant transverse.

3.4.3 Cas des gerbes inclinées

On s'intéresse au cas plus général des gerbes d'incidence quelconque. En plus de la position (x, y) du point d'impact de la gerbe, on tire aussi aléatoirement la direction (θ, φ) de l'axe de la gerbe selon une distribution uniforme pour φ et une distribution uniforme en \sin^2 pour θ reflétant la distribution des rayons cosmiques sur Terre. Le cas des gerbes verticales correspond donc au cas particulier $\theta = 0^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. Le champ magnétique terrestre est celui de Nançay, il fait un angle de 27° par rapport à la verticale, l'angle à prendre en compte dans le calcul du champ électrique est l'angle β entre la direction de l'axe de la gerbe et le champ magnétique terrestre.

Pour les gerbes inclinées, la variation du pourcentage de détection se fait sur des distances plus larges comme on peut le voir sur la figure 3.12. Dans le cas du critère 2 pour le champ géosynchrotron cette distance va du km à 10 km. Les gerbes inclinées sont donc plus facilement détectables que des gerbes d'incidence verticale. De nouveau, les capacités de détection d'un grand réseau dépendent crucialement de quel processus est finalement à l'œuvre dans la génération du champ électrique. En effet, pour le critère 2 pour $a = 5$ km, si le champ électrique mesuré est dû au courant transverse, on ne doit détecter aucune gerbe alors que ce n'est pas le cas si il est dû à l'effet géosynchrotron.

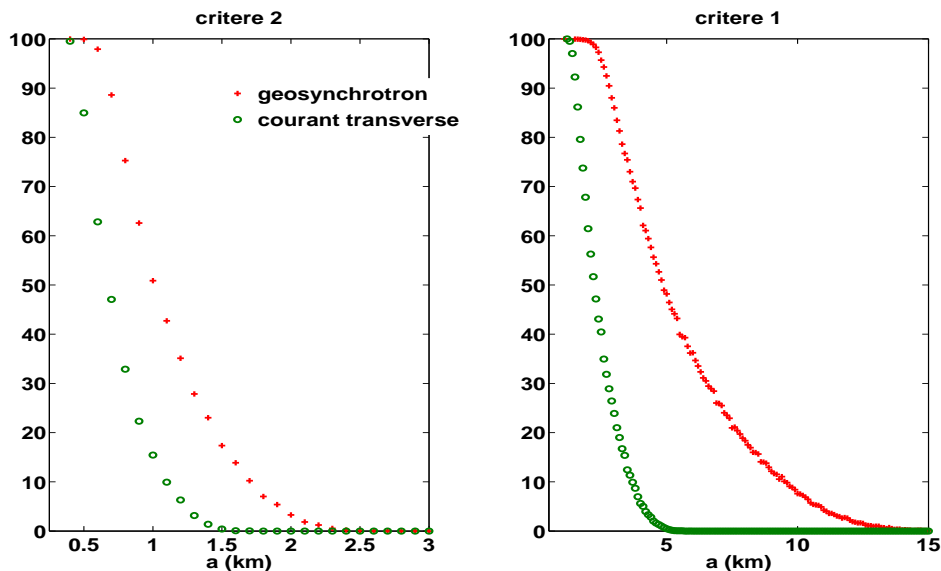


FIG. 3.12 – Pourcentage de détection en fonction de la distance a entre les antennes. Les courbes en points rouges est celle obtenue pour le champ géosynchrotron et celles en ronds verts pour le champ dû au courant transverse.

Les gerbes inclinées sont plus facilement détectables car le nombre maximum de particules est atteint à une altitude plus élevée donc pour un temps t' plus grand en valeur absolue que celui que l'on aurait pour des gerbes verticale. Si on se réfère à la formule 3.2, le maximum est donc obtenu à un temps de réception t plus petit, les amplitudes sont alors plus grandes et le champ électrique est plus facilement détectable.

Variation du taux en fonction de l'énergie

La figure 3.13 représente le pourcentage de détection en fonction de la distance a entre les antennes pour des gerbes d'énergie 10^{17} , 10^{18} et 10^{19} eV. A un taux fixé, pour passer de 10^{19} eV à 10^{18} eV, il suffit de diminuer le pas du réseau au maximum de 100 m et pour passer de 10^{18} eV à 10^{17} eV, il suffit de diminuer le pas du réseau au maximum de 200 m. Le seuil en énergie dépend donc très sensiblement de la taille du réseau que l'on veut se fixer.

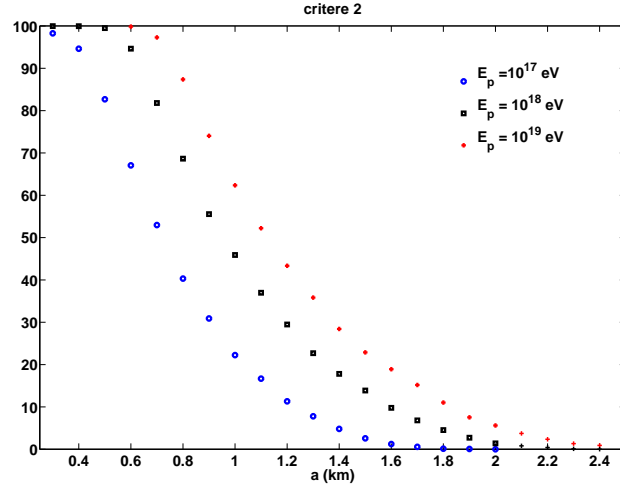


FIG. 3.13 – Pourcentage de détection en fonction de a pour des gerbes d'énergie 10^{17} eV en ronds bleus, 10^{18} eV en carrés noirs et 10^{19} eV en croix rouges.

3.5 Les petits paramètres d'impact

L'étude ci-dessus indique que quand le paramètre d'impact b diminue, la durée de l'impulsion diminue : on doit s'attendre à des impulsions très courtes à petit b . Bien sûr, ce n'est plus l'effet d'obliquité du modèle ponctuel mais les effets négligés dans la partie 2.1 (épaisseur et extension latérale du coeur de la gerbe) qui fixent la durée du signal. D'après les valeurs citées dans le calcul de Δt_{32} , il faut s'attendre à une durée autour de 30 ns, voire seulement une dizaine de nanosecondes.

Avec l'intervention des effets de taille finie du coeur de gerbe, il faut noter que la relation simple entre l'évolution temporelle du nombre de charges et celle de l'impulsion est complètement perdue. Ainsi la stratégie d'inversion du problème évoquée est à revoir, si ce n'est peut-être à abandonner.

Selon le modèle ponctuel, l'amplitude des impulsions augmente lorsque b diminue. C'est aussi le cas pour le maximum du module de leur transformée de Fourier. La valeur citée pour ce dernier est $1 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ pour une gerbe verticale de 10^{17} eV, et 100 fois plus pour une énergie de 10^{19} eV. Une autre modification à apporter à la phénoménologie des champs électriques obtenue aux grands paramètres d'impact concerne l'évolution des champs électriques avec l'inclinaison de la gerbe : à même orientation par rapport au champ magnétique, la configuration verticale devient préférable.

Parmi les phénomènes pour lesquels on s'attend à des comportements simi-

laires à grand comme à petit paramètre d'impact, au moins qualitativement, et pour lesquels ce qui a été vu avec le modèle ponctuel peut servir de guide pour l'étude des mesures, il y a en premier lieu l'effet géomagnétique : plus l'axe de la gerbe fait un angle important avec le champ magnétique terrestre plus la déviation des particules est grande et plus le champ électrique résultant doit être grand. Une partie du chapitre d'analyse sera consacré à la recherche de l'effet géomagnétique.

Un deuxième aspect dont il doit subsister quelques traces à petit b , en particulier dans le but de distinguer les contributions courant transverse et géosynchrotron, concerne le motif de polarisation.

Enfin, avec des durées d'une dizaine de nanosecondes, un système de radio détection limité à quelques dizaines de MHz n'est pas à même de résoudre les impulsions, alors que les impulsions calculées auparavant, avec leur durée de l'ordre de la centaine de nanosecondes, devraient être facilement résolues par le même système. A l'heure actuelle, l'observation d'impulsions résolues reste à faire. Une telle observation constituerait une étape essentielle dans l'étude des impulsions radio associées aux gerbes cosmiques. Après une telle observation, la vérification de l'augmentation attendue des durées des impulsions avec b serait alors primordiale pour vérifier que l'on a une vision correcte du phénomène d'émission radio.

Chapitre 4

Détection des impulsions radio : la méthode LPC

Nous avons vu au chapitre 2 que toute analyse de données commence nécessairement par une sélection des signaux contenant une impulsion radio. Meilleure sera cette sélection, meilleure sera la statistique disponible pour les analyses. C'est pour cette raison qu'une partie du travail de thèse a porté sur le développement d'une nouvelle méthode de détection pour remplacer avantageusement la méthode utilisée initialement par Codalema.

Dans la première partie du chapitre, nous allons d'abord revenir sur la problématique de la détection des impulsions dues au champ électrique d'une gerbe atmosphérique et nous expliquerons comment peuvent être identifiés les événements provenant d'une gerbe. Dans la deuxième partie, nous présenterons le principe de la méthode LPC, qui utilise un filtre linéaire prédictif. Nous étudierons l'action d'un filtre LPC sur un bruit blanc puis sur un bruit enregistré par l'expérience Codalema. Puis nous utiliserons des impulsions simulées pour évaluer les résultats obtenus notamment au niveau des temps d'arrivée des impulsions. Enfin, la dernière partie du chapitre sera consacrée à l'application de la méthode LPC sur les données, nous montrerons en quoi cette méthode est plus efficace.

4.1 Problématique de détection d'impulsions

4.1.1 Comment voir une impulsion ?

Nous avons vu que pour la détection des gerbes atmosphériques le signal radio attendu est un signal transitoire de quelques dizaines de nanosecondes. Il s'agit donc de détecter une impulsion noyée dans un bruit, ce bruit correspondant au fond galactique et à l'environnement électromagnétique du lieu de l'expérience. Une première étape classique en radio consiste à filtrer numériquement le signal

en fréquence pour éliminer les émetteurs gênants. Le spectre d'une impulsion induite par le champ électrique d'une gerbe atmosphérique s'étend sur une large bande de fréquence, la gamme de fréquence utilisée doit donc être aussi large que possible. Le spectre de bruit usuel, en absence d'impulsion, est constitué de raies intenses dues à divers émetteurs radio dans des gammes de fréquences définies. La figure 4.1, déjà montrée au chapitre 2, représente le spectre de bruit à Nançay mesuré par une antenne dipôle.

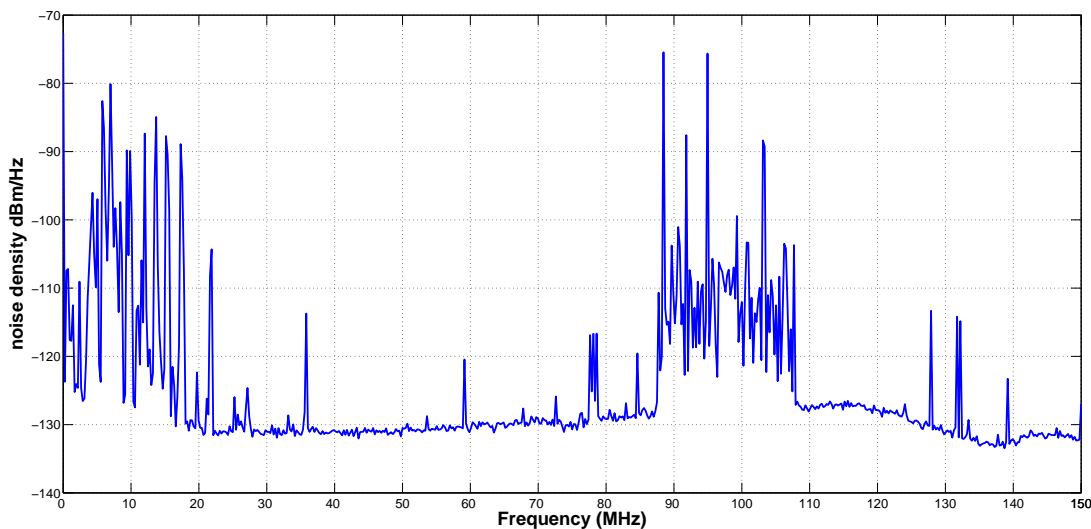


FIG. 4.1 – Spectre de bruit à Nançay.

Comme on l'a déjà expliqué au chapitre 2, on note la présence de nombreux émetteurs ondes courtes en dessous de 20 MHz. Entre 23 et 83 MHz, le spectre comporte très peu d'émetteurs, cette gamme de fréquence est donc appropriée pour la détection d'impulsion. La présence d'émetteurs essentiellement FM entre 83 et 110 MHz empêche l'utilisation de cette zone pour la radiodétection. Puis entre 110 et 130 MHz, le spectre est de nouveau adapté à la radiodétection. D'autant plus que cette zone correspond à la résonance de l'antenne dipôle : zone où la réception est amplifiée. Au delà de 130 MHz, la présence de divers émetteurs et le fait que le gain chute rend inexploitable cette zone pour la radiodétection. Les gammes de fréquence les plus adaptées pour la détection sont donc 23-83 MHz et 110-130 MHz.

Regardons maintenant comment le filtrage dans la gamme ci-dessus permet de révéler une impulsion. Sur la figure 4.2 est tracé un signal non filtré dans lequel est noyé une impulsion et le même signal filtré sur 23-83 MHz et 110-130 MHz. Après le filtrage, on distingue nettement l'impulsion.

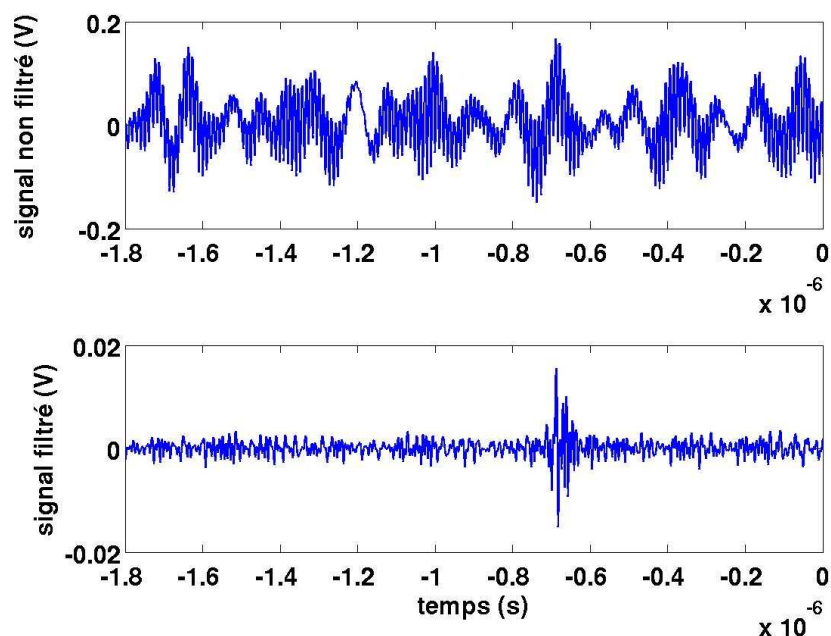


FIG. 4.2 – Signal en fonction du temps, la figure du haut représente un signal non filtré et celle du bas le même signal filtré.

4.1.2 Critère classique pour décider de la présence d'une impulsion

Pour décider de la présence ou non d'une impulsion, on peut utiliser le maximum du signal carré filtré. Le carré du signal correspond, à un facteur près, à la puissance instantanée et permet de traiter de façon identique la partie positive et la partie négative. Par ailleurs, il faut prendre garde à exclure de la fenêtre d'analyse de 2520 points les 300 premiers et 300 derniers points à cause des effets de bords qui sont présents à chaque filtrage d'un signal de durée limitée. Il apparaît alors aux extrémités de l'intervalle de temps des oscillations dont l'amplitude n'est pas négligeable comme on peut le voir sur la figure 4.3. Les 200 points entourant le maximum définissent alors une fenêtre "signal", le reste du signal constituant la fenêtre "bruit". On décide que l'on a une impulsion lorsque le maximum du signal carré est supérieur à un certain nombre de fois la moyenne du bruit au carré : $s_{\max}^2 > N \times \mu_{\text{bruit}}$. De manière empirique, il a été observé que cette méthode donne de bons résultats et que le nombre N le plus adéquat dans notre cas vaut 25.

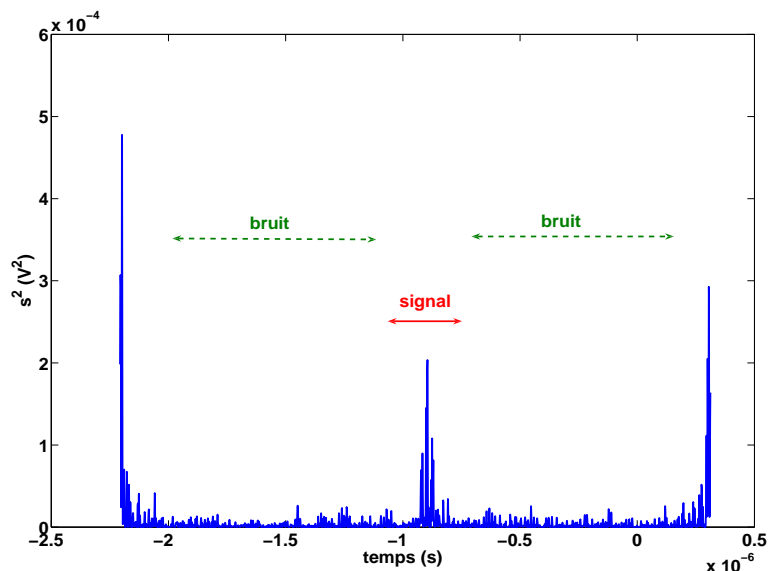


FIG. 4.3 – Signal carré filtré entre 23-83 MHz et 110-130 MHz en fonction du temps.

4.1.3 Identification des événements liés aux gerbes atmosphériques

En plus de savoir dire si une impulsion est présente sur une antenne, il faut déterminer si c'est une impulsion engendrée par une gerbe atmosphérique. La stratégie de Codalema est d'exploiter un ensemble d'antennes et d'exiger, en premier lieu, qu'une gerbe se manifeste par la présence d'impulsions sur plusieurs antennes en coïncidence avec un ensemble de scintillateurs. Précisément, trois critères permettent de sélectionner les événements provenant des gerbes atmosphériques :

- la multiplicité : trois antennes au moins doivent être touchées pour déterminer par triangulation la direction de l'onde radio. Cela permet aussi de rejeter les impulsions de bruit qui apparaîtraient sur une seule antenne.
- la coïncidence temporelle :
la différence en temps entre le front de particules détecté par les scintillateurs et l'onde électromagnétique doit être faible, expérimentalement on montre que la valeur absolue de cette différence doit être inférieure à une centaine de nanosecondes.
- la coïncidence spatiale :
la différence angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe de particules et

celle de l'onde électromagnétique doit être inférieure à 20° pour s'assurer que la source des événements est bien la même mais aussi que la reconstruction est correcte. La valeur de 20° est déterminée elle aussi expérimentalement. Par ailleurs, l'ensemble des scintillateurs sert à déclencher l'acquisition du système sur des gerbes cosmiques. Le nombre de scintillateurs retenus pour faire ce déclenchement et leur disposition sur le terrain fixent un seuil en énergie aux alentours de 10^{15} eV, bien en dessous du seuil attendu en radio.

La figure 4.4 illustre la manière dont les coupures évoquées précédemment sont fixées. Elle représente la différence angulaire en fonction de la différence en temps pour la sélection d'événements.

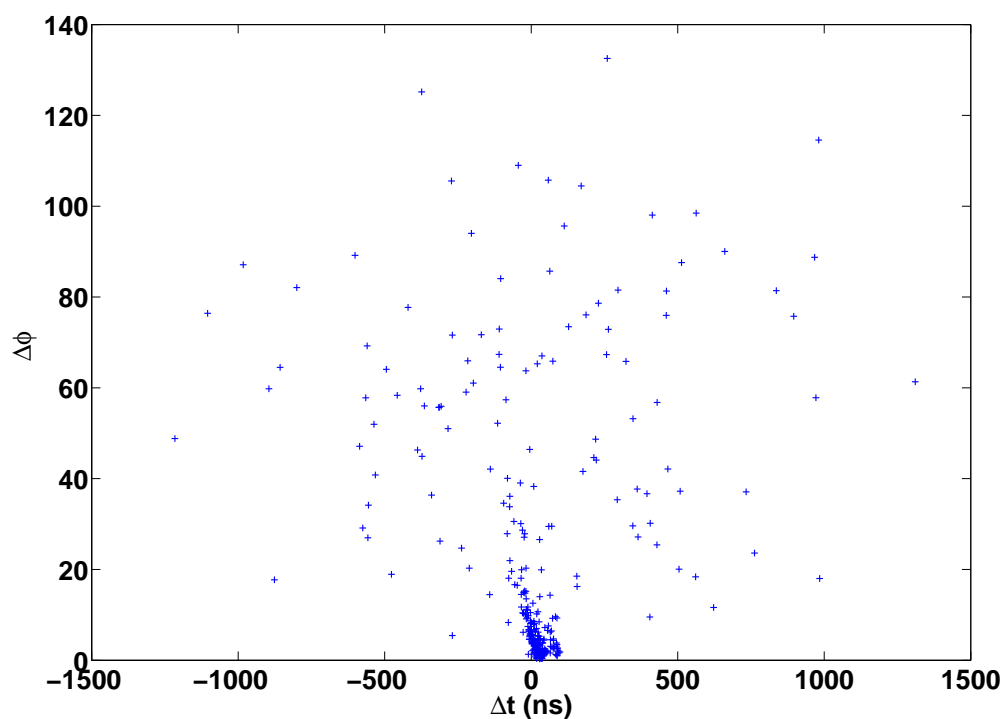


FIG. 4.4 – Différence angulaire en fonction de la différence temporelle pour les événements radio de multiplicité 3 ou supérieure.

Cette figure a la forme d'un arbre dont le tronc est l'accumulation des événements que l'on recherche et les branches sont formées par la dispersion du reste des événements. L'accumulation d'événements montre qu'il existe une corrélation entre certains événements détectés par les scintillateurs et ceux détectés par les antennes. Les dimensions du tronc fixent les coupures en temps et en angle, le tronc

a une hauteur de 20° et une largeur d'environ 200 ns. Ces coupures permettent d'éliminer les événements fortuits dont les valeurs des différences angulaire et temporelle se répartissent aléatoirement.

4.2 La méthode LPC : Linear Prediction Coding

Nous nous sommes demandé si une méthode autre que celle évoquée dans le paragraphe 4.1.2 serait capable de détecter plus d'impulsions. Ceci serait intéressant afin d'augmenter la statistique et de faciliter l'analyse des données par la suite. De plus, l'étude des spectres montre qu'il subsiste certains émetteurs dans les zones de fréquence considérées dont certains qui apparaissent de manière épisodique. Certains apparaissent sur des périodes suffisamment longues pour que l'on puisse envisager une adaptation de la bande de filtrage alors que d'autres apparaissent sur des périodes trop courtes pour permettre l'adaptation évoquée. Nous avons donc exploré une méthode adaptée à cette situation qui appartient à la catégorie des filtres blanchisseurs : la solution retenue est le filtre LPC et nous avons utilisé son implémentation sous Matlab.

Le codage linéaire prédictif (LPC) a été introduit aux débuts des années 70 pour le codage de la parole [32]. Aujourd'hui, le traitement des signaux de parole par des filtres LPC est utilisé dans divers domaines comme la téléphonie numérique fixe ou mobile, la transmission sur les réseaux par paquets (internet), la vidéoconférence, la radio et la télévision [33].

Comme on le verra, notre mise en œuvre de la méthode LPC est essentiellement empirique. Dans cette partie, l'objectif est néanmoins de comprendre comment la méthode LPC fonctionne. On commence par expliquer le principe de la méthode LPC. Ensuite, on étudie l'action d'un filtre LPC d'abord sur un bruit blanc puis sur un bruit enregistré par l'expérience Codalema. Enfin, on ajoute au bruit une impulsion simulée pour étudier l'efficacité de détection.

4.2.1 Formalisme et illustration

La méthode LPC, comme son nom l'indique, est une méthode linéaire prédictive. On suppose que chaque point $x_p(k)$ d'un signal x est une combinaison linéaire des n points qui le précèdent :

$$x_p(k) = a_1x(k-1) + a_2x(k-2) + \dots + a_nx(k-n) = \sum_{i=1}^n a_i x(k-i)$$

La différence entre le signal $x(k)$ et le signal prédit $x_p(k)$ est appelée erreur de prédiction :

$$e(k) = x(k) - x_p(k) = x(k) - (a_1x(k-1) + a_2x(k-2) + \dots + a_nx(k-n)).$$

Les coefficients du filtre LPC, a_1, \dots, a_n , sont calculés de manière à minimiser la somme des erreurs quadratiques moyennes sur une zone d'apprentissage comportant N_p points :

$$E = \sum_{k=1}^{N_p} e^2(k) = \sum_{k=1}^{N_p} \left(x(k) - \sum_{i=1}^n a_i x(k-i) \right)^2$$

Ce qui revient à résoudre l'équation :

$$\sum_{k=1}^{N_p} x(k-j) \left(x(k) - \sum_{i=1}^n a_i x(k-i) \right) = 0 \quad , j = 1, \dots, n,$$

soit les n équations à n inconnues :

$$a_1 \sum_k x(k-j)x(k-1) + a_2 \sum_k x(k-j)x(k-2) + \dots + a_n \sum_k x(k-j)x(k-n) = \sum_k x(k-j)x(k)$$

ou sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} C_{11} & \cdots & C_{1j} & \cdots & C_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \vdots \\ C_{j1} & \cdots & C_{jj} & \cdots & C_{jn} \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{n1} & \cdots & C_{nj} & \cdots & C_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_j \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{10} \\ \vdots \\ C_{j0} \\ \vdots \\ C_{n0} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

avec $C_{ji} = \sum_{k=1}^{N_p} x(k-j)x(k-i)$ qui mesure l'autocorrélation du signal.

Deux points sont à régler pour utiliser cette méthode, la zone d'apprentissage sur laquelle sont calculés les coefficients et le nombre de ces coefficients.

On peut choisir de calculer les coefficients du filtre LPC sur une partie seulement des 2520 points, par exemple, sur une partie ne contenant pas l'impulsion. Dans nos enregistrements Codalema, l'impulsion peut se situer partout dans la plage des 2520 points, il est donc impossible de fixer à priori une zone sans impulsion. Dans la suite, les coefficients seront calculés en utilisant tout le signal pour éviter le problème de la recherche d'une zone sans impulsion.

Pour ce qui est du nombre de coefficients, il faut en prendre un nombre suffisant pour éliminer le bruit prédictible, sans toutefois dépasser un nombre d'environ $N_p/10$ [34] coefficients pour éviter d'introduire un bruit d'estimation qui dégrade par trop la prédiction. Nous indiquerons par la suite notre méthode pour fixer le nombre de coefficients.

Les signaux adaptés à cette méthode sont donc ceux qui présentent une certaine régularité et parmi eux les signaux périodiques pour lesquels l'erreur de

prédiction est très faible, voire nulle s'ils sont sinusoïdaux. Si l'on se reporte à la figure 4.2, les signaux enregistrés par l'expérience Codalema sont assez réguliers, la présence d'une impulsion met fin à cette régularité ce qui se traduit alors par une erreur de prédiction plus importante comme on peut le voir sur la figure 4.5, représentant sur le graphique du haut, un signal enregistré par l'expérience Codalema contenant une impulsion et sa prédiction et sur le graphique du bas, l'erreur de prédiction sur ce signal.

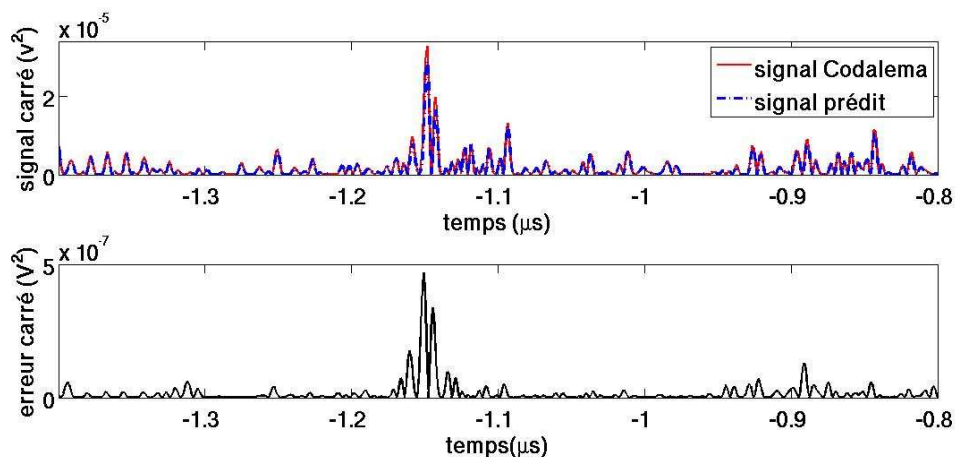


FIG. 4.5 – En haut, le signal enregistré par l'expérience Codalema en bleu, sa prédiction à l'aide d'un filtre LPC en rouge. En bas, l'erreur de prédiction sur le signal.

En dehors de l'impulsion, les deux courbes se recouvrent quasiment ce qui signifie que l'erreur de prédiction, représenté sur le graphique du bas, est très faible. Puis la différence entre les deux courbes augmente significativement dans la zone correspondant à l'impulsion comme le révèle le pic sur le graphique du bas.

Comme avec la méthode du simple filtrage, on se donne un critère de décision sur la présence d'une impulsion sur le carré de l'erreur $e^2(k)$. Le critère retenu est qu'une impulsion est présente lorsque $\max(e^2) \geq \mu_{e^2} + K\sigma_{e^2}$. $\max(e^2)$ est le maximum de l'erreur de prédiction au carré, μ_{e^2} est la moyenne de l'erreur au carré et σ_{e^2} est son écart-type. L'erreur de prédiction est calculée sur le signal filtré sur la gamme de fréquences 23-83 et 110-130 MHz. On expliquera la raison de ce filtrage dans la partie suivante.

4.2.2 Action du filtre LPC sur du bruit blanc

Un bruit blanc est un bruit dont la densité spectrale de puissance, c'est-à-dire le module au carré de la transformée de Fourier, est indépendante de la fréquence¹. On simule un bruit blanc gaussien, soit un signal dont la valeur à chaque point en temps suit une loi normale centrée réduite, chaque valeur étant indépendante de la précédente. Pour ce bruit blanc gaussien, la moyenne est nulle, la moyenne de son carré (qui n'est autre que la variance du bruit) vaut $\mu_{b^2} = 1$, et l'écart-type de ce carré est connu et vaut $\sigma_{b^2} = \sqrt{2}$. La probabilité que son maximum dépasse une certaine valeur peut aussi être déterminée. La probabilité de l'événement complémentaire, c'est-à-dire, $|b|$ inférieur à une valeur z , est donnée par :

$$p(|b| < z) = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{z/\sqrt{2}} e^{-t^2} dt = \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{2}}\right).$$

L'étude de cette probabilité peut permettre d'expliquer comment fixer le paramètre N de la méthode de filtrage simple ou le paramètre K de la méthode LPC.

En théorie, le filtre LPC n'a aucun effet sur un bruit blanc. En effet, la fonction d'autocorrélation $\overline{b(k)b(k + \Delta k)}$ du signal est nulle, sauf pour $\Delta k = 0$. Cette propriété injectée dans l'équation (4.1) de calcul des coefficients LPC conduit à des coefficients identiquement nuls, par conséquent le signal prédit est nul, $x_p = 0$ et l'erreur de prédiction est égale au signal, $e = x$. En pratique, l'autocorrélation est en fait estimée sur le signal comportant uniquement N_p points et le bruit d'estimation se propage pour donner des coefficients non nuls. Ce bruit devient rédhibitoire si le nombre de coefficients est trop grand, d'où la limite $N_p/10$ indiquée auparavant. Sur la figure 4.6, on a représenté la valeur prise par l'erreur en fonction de la valeur prise par le bruit blanc pour 10 coefficients. On voit la très forte corrélation attendue entre l'erreur et le bruit blanc, qui indique que l'erreur de prédiction est pratiquement le bruit blanc. L'écart résiduel est le reflet du bruit d'estimation de l'autocorrélation expliqué ci-dessus.

¹En toute rigueur un bruit blanc ne peut exister car une densité spectrale identique pour toutes les fréquences conduirait à une puissance infinie. Il n'existe donc que des bruits blancs limités à une bande de fréquence.

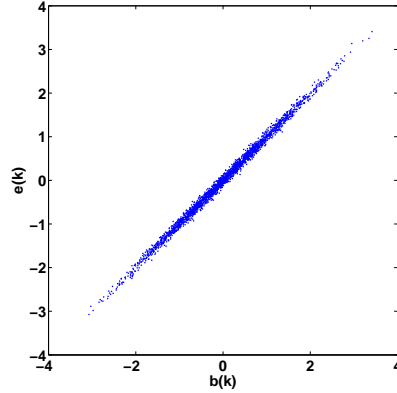


FIG. 4.6 – Erreur de prédiction en fonction du bruit blanc à chaque instant.

Détermination des paramètres N et K des critères de détection

Il est souhaitable de limiter le phénomène de fausse alarme qui est la situation où en l'absence d'impulsion le critère de détection est satisfait. Cela conduit à choisir des paramètres N ou K suffisamment grands, N étant le paramètre intervenant dans le critère classique et K celui de la méthode LPC. Sur le bruit blanc, le paramètre N apparaît dans la condition : $\max(b^2) > N \times \mu_{b^2}$ et le paramètre K dans la condition $\max(e^2) > \mu_{e^2} + K \times \sigma_{e^2}$, ici avec $e \approx b$. On étudie pour commencer les fausses alarmes dans la situation de bruit blanc. Pour cela, on calcule le pourcentage P_1 des signaux de bruit blanc qui ne passent pas l'un ou l'autre des critères de détection ci-dessus, la probabilité de fausse alarme s'en déduisant par $P_{FA} = 1 - P_1$. Théoriquement, puisque notre bruit blanc est normalisé ($\mu_{b^2} = 1$), on a :

$$P_1 = p(\max(b^2) < N) = p(\text{tous } |b| < \sqrt{N}) = \left(p(|b| < \sqrt{N})\right)^{2500} = \text{erf}\left(\sqrt{\frac{N}{2}}\right)^{2500}.$$

Pour K , le même raisonnement donne :

$$P_1 = \text{erf}\left(\sqrt{\frac{1 + \sqrt{2}K}{2}}\right)^{2500}$$

Sur le graphique 4.7, on a représenté la probabilité de fausse alarme pour les deux méthodes :

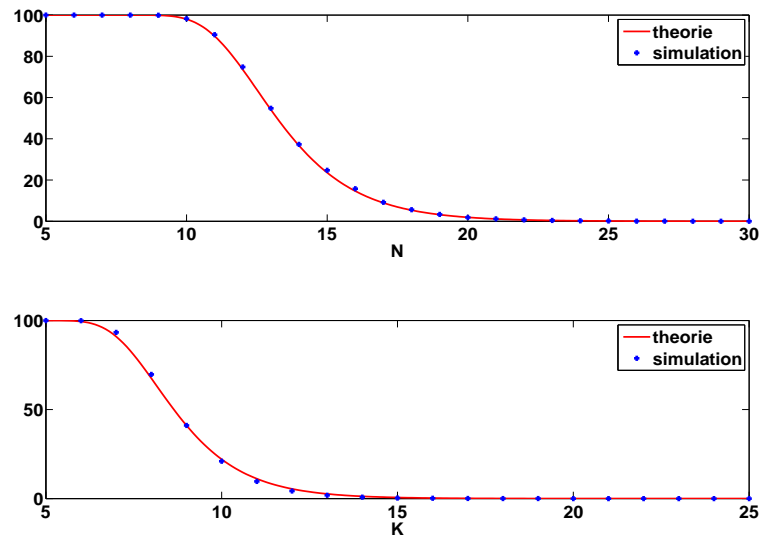


FIG. 4.7 – Probabilité de fausse alarme, en haut pour le paramètre N , en bas pour K .

On observe un très bon accord, entre les courbes obtenues à l'aide d'une simulation Monte-Carlo en points bleus et celles obtenues avec les probabilités théoriques en traits rouges. Pour N , si on veut une probabilité de fausse alarme de 5%, on doit choisir $N = 18$ et si on veut que cette probabilité soit de 1%, on doit prendre $N = 21$. Pour K , on doit prendre $K = 12$ pour obtenir une probabilité de fausse alarme de 5% et $K = 14$ pour une probabilité de 1%.

4.2.3 Action d'un filtre LPC sur du bruit réel

On reprend la même étude avec des bruits réels, c'est-à-dire des signaux enregistrés par l'expérience Codalema qui ne contiennent aucune impulsion qui soit détectée par le filtrage ou par LPC. On a constitué un lot de neuf mille signaux de la sorte que l'on a normalisé de manière à ce qu'après filtrage dans la bande 23-83 MHz et 110-130 MHz, la valeur moyenne de leur carré vaille 1, comme avec le bruit blanc auparavant. On peut caractériser statistiquement ce lot et l'effet de LPC en représentant certaines distributions pour le lot des signaux au carré, b^2 , et pour les erreurs de prédiction au carré e^2 .

Les distributions sont différentes de celles obtenues avec un bruit blanc qui sont représentées en traits rouges épais sur fond blanc sur la figure 4.8. Puisque les bruits sont normalisés, la distribution des moyennes de b^2 ne nous apprendrait

rien. La distribution des écarts-types est piquée autour de 1.4 comme un bruit blanc, mais s'étend beaucoup plus surtout vers la gauche. La distribution des moyennes de e^2 montre que LPC permet de soustraire en moyenne sur le lot 90% de la puissance du signal. Les distributions du maximum de b^2 et de la variable $(\max(e^2) - \mu_{e^2})/\sigma_{e^2}$ permettent quant à elles d'anticiper le niveau des seuils de détection à utiliser selon le taux de fausses alarmes que l'on tolère. Excepté son étalement vers la gauche en deçà de 10, la distribution du maximum de b^2 est similaire à celle obtenue avec un bruit blanc. Ainsi ces distributions montrent que le filtre LPC prédit en grande partie le bruit. L'étude des densités spectrales de puissance va nous permettre de détailler l'action d'un filtre LPC sur un bruit réel et l'influence du nombre de coefficients.

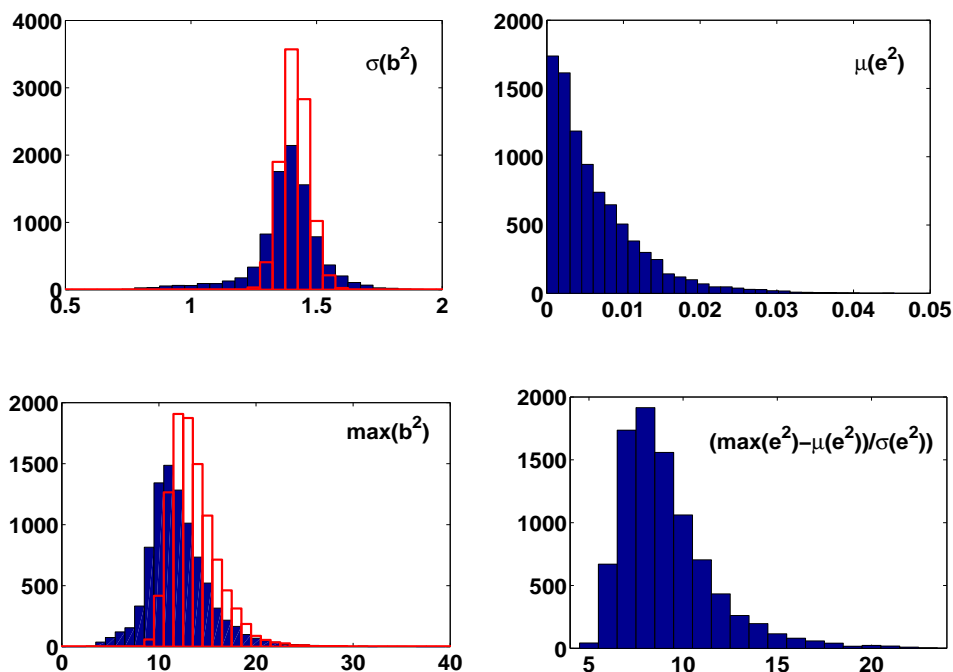


FIG. 4.8 – En haut, distribution de l'écart-type du bruit au carré à gauche et de la moyenne de l'erreur au carré à droite, pour la population des 9000 signaux sans impulsion prélevés par l'expérience Codalema. En bas, distribution du maximum du bruit au carré à gauche et du maximum de l'erreur au carré à droite. Les distributions en traits rouges épais sur fond blanc sont celles du bruit blanc.

Action du filtre LPC sur le bruit non filtré

La figure 4.9 représente en échelle semilogarithmique la densité spectrale du bruit non filtré en trait fin bleu et celle de l'erreur de prédiction sur le bruit non filtré obtenue avec 10 coefficients en tiret noir, 250 coefficients en trait plein rouge et 2520 coefficients en trait mixte vert.

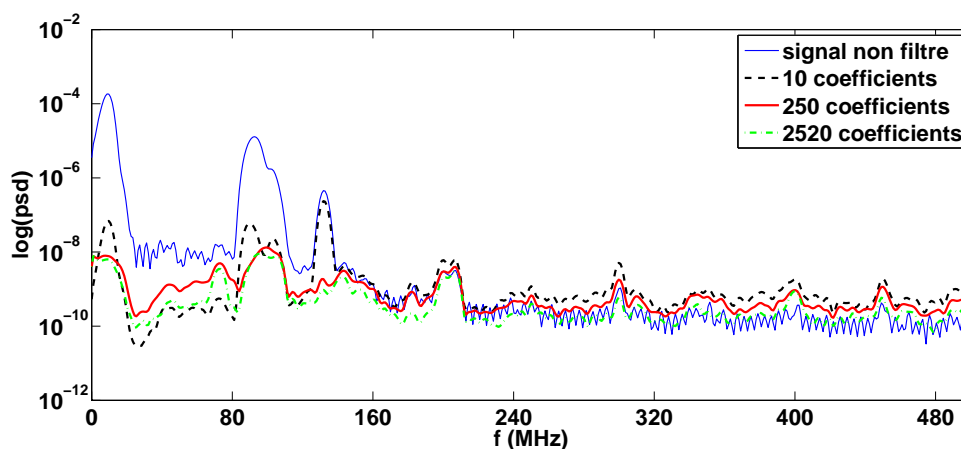


FIG. 4.9 – Densités spectrales en fonction de la fréquence pour le bruit et pour les erreurs de prédictions avec différents nombres de coefficients.

La figure est différente de la figure 4.1 car ici la densité spectrale de puissance est calculée à partir d'un seul signal de $2.5 \mu\text{s}$ par la méthode de Welch disponible sous Matlab avec une résolution spectrale plus faible que la figure 4.1, obtenue avec un analyseur de spectre qui moyenne le signal sur un temps beaucoup plus long. L'échelle semilogarithmique permet de visualiser correctement toute la variation de la densité spectrale de puissance car certains émetteurs sont puissants par rapport au fond.

On voit que LPC permet de diminuer la hauteur des pics correspondant aux divers émetteurs. Leurs signaux étant réguliers LPC, les prédit en grande partie. On voit aussi que le choix du nombre de coefficients joue un rôle sur cette capacité à prédire les signaux. Si le filtre LPC prédisait parfaitement, on attendrait un spectre plat (bruit blanc), en dessous ou au niveau de la base entre les émetteurs. Dix coefficients permettent d'atténuer les pics correspondant aux émetteurs ondes courtes et FM. Il y a une amélioration dans le sens de l'atténuation lorsqu'on passe de 10 à 250 coefficients. Au-delà, quand on augmente le nombre de coefficients, il n'y a pas de différence remarquable sur la soustraction des pics ; il y a une diminution du niveau moyen mais elle s'accompagne d'une augmentation des fluctuations. On rappelle qu'il n'est pas souhaitable de prendre plus que de l'ordre

de $N_p/10$ coefficients de toute façon.

Ces fluctuations résiduelles, dont l'importance est sans doute liée aux émetteurs puissants, représentent un handicap pour la détection de faibles signaux. Nous nous sommes donc intéressés à étudier l'action d'un filtre LPC sur des signaux débarrassés des grands émetteurs, donc sur un bruit filtré.

Action du filtre LPC sur le bruit filtré

La gamme de fréquences sur laquelle on travaille (23-83 MHz et 110-130 MHz) étant trop étroite pour bien montrer l'action de LPC en présence du filtrage, le filtre utilisé dans cette partie laisse passer les bandes de fréquences 23-83 MHz et 110-500 MHz. La figure 4.10 représente en échelle semilogarithmique la densité spectrale du bruit non filtré en trait fin bleu, celle du bruit filtré en trait fin bleu clair et celle de l'erreur de prédiction sur le bruit filtré obtenue avec 10 coefficients en tiret noir, 250 coefficients en trait plein rouge et 2520 coefficients en trait mixte vert.

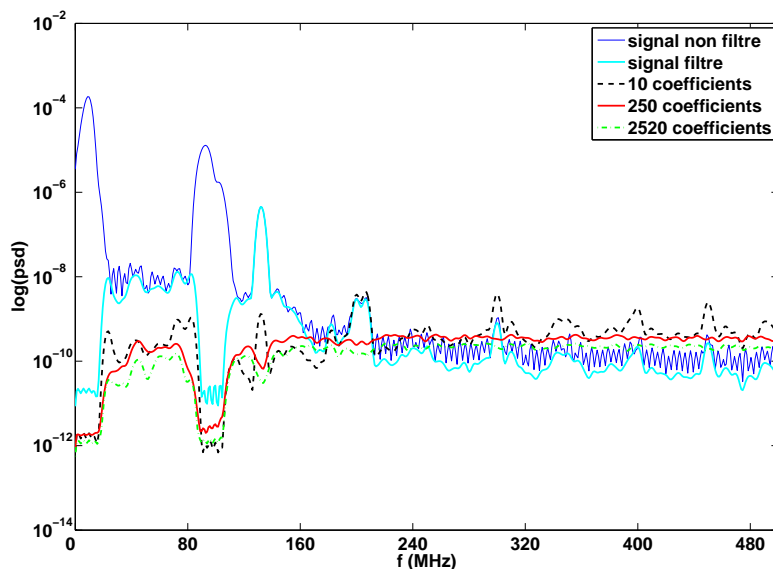


FIG. 4.10 – Densités spectrales en fonction de la fréquence pour le bruit filtré et pour les erreurs de prédiction.

On observe l'élimination par le filtrage numérique des pics aux basses fréquences et celui de la bande FM. En dehors de ces régions les pics qui persistent sont atténués par l'utilisation de LPC. On voit aussi que le niveau moyen est ramené, sauf dans la région éliminée par le filtrage, un peu au dessus de 10^{-10}

soit le niveau de base à haute fréquence. Le niveau moyen et les fluctuations sont diminuées dans le cas présent, par rapport à la figure 4.9 d'où l'intérêt d'éliminer les émetteurs les plus puissants avant d'utiliser la méthode LPC. Comme on l'a indiqué le filtrage finalement utilisé sera du type passe bande 23-83 MHz et 110-130 MHz.

Détermination des seuils N et K sur les bruits réels

De même qu'avec le bruit blanc, on peut étudier la proportion de fausse alarme en fonction des paramètres N et K . La figure 4.11 représente les probabilités de fausse alarme pour les deux méthodes.

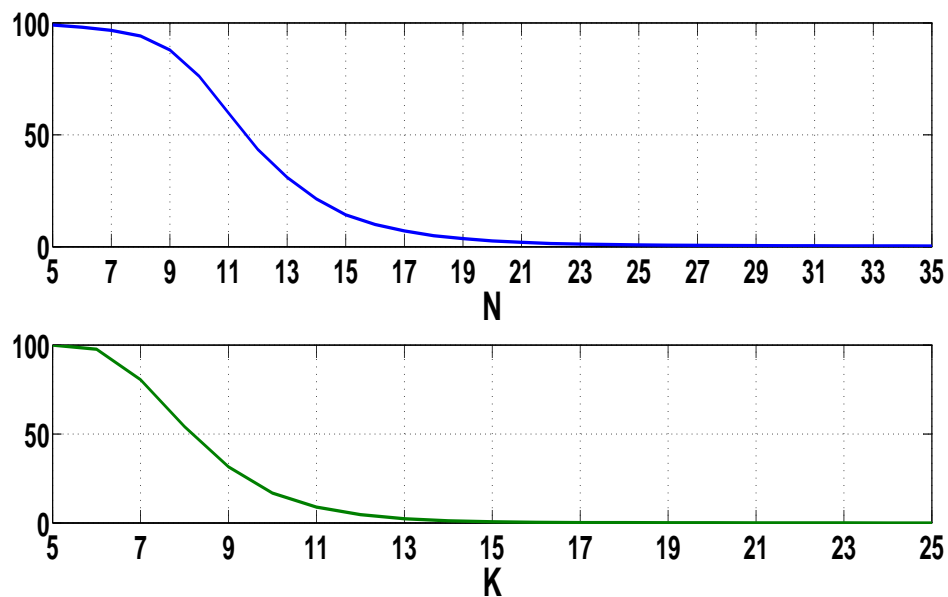


FIG. 4.11 – Probabilité de fausse alarme, en haut pour le filtrage simple, en bas avec LPC.

On retrouve les mêmes valeurs ou très proches que pour le bruit blanc. Pour la première méthode, on doit choisir $N = 18$ si on veut une probabilité de fausse alarme de 5%, et $N = 24$ pour une probabilité de 1%. Pour la méthode LPC, on doit prendre $K = 12$ pour obtenir une probabilité de fausse alarme de 5% et $K = 14$ pour une probabilité de 1%. Les valeurs $N = 24$ et $K = 14$ sont proches aussi de celles déterminées expérimentalement quand on maximise le nombre d'événements identifiés selon les critères donnés en 4.1.3.

4.2.4 Pourcentage de détection d'une impulsion

Ajout d'une impulsion simulée

En vue de faire une première comparaison des capacités de détection, on ajoute aux signaux de bruit une impulsion dont on connaît les caractéristiques. L'impulsion simulée est de la forme :

$$f(t) = \theta(t - t_0) A e^2 \left(\frac{t - t_0}{2\tau_1} \right)^2 e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}}$$

avec $\theta(t) = 1$ si $t > 0$ et 0 si $t < 0$. A est l'amplitude de l'impulsion, t_0 son instant d'arrivée et τ_1 fixe l'échelle des durées, le maximum étant atteint au temps $t = t_0 + 2\tau_1$. Cette expression permet de modéliser de façon très simple la montée rapide et la descente plus lente des impulsions électriques attendues. On choisira $\tau_1 = 20$ ns car les temps de montée attendus sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Pour cette étude, l'impulsion sera placée de façon à démarrer au milieu de la fenêtre de 2520 points.

On montre sur la figure 4.12 l'impulsion brute et l'effet du filtrage numérique sur cette impulsion. Une oscillation rapide s'ajoute à l'impulsion. Dans le cas d'un bruit blanc, cette oscillation a une fréquence correspondant au milieu de la bande de filtrage (filtre non causal). Ici, il faut pondérer par le spectre en fréquence de l'impulsion, la période de l'oscillation est de l'ordre de 10 ns. On note que le maximum en valeur absolue de l'impulsion filtrée est obtenue vers l'instant t_0 , précisément 4 ns après t_0 . Cette propriété est utilisée dans l'expérience quand on détermine les instants d'arrivée des impulsions. On note aussi que le maximum en valeur absolue de l'impulsion filtrée, a , est environ $a = 0.06 \times A$.

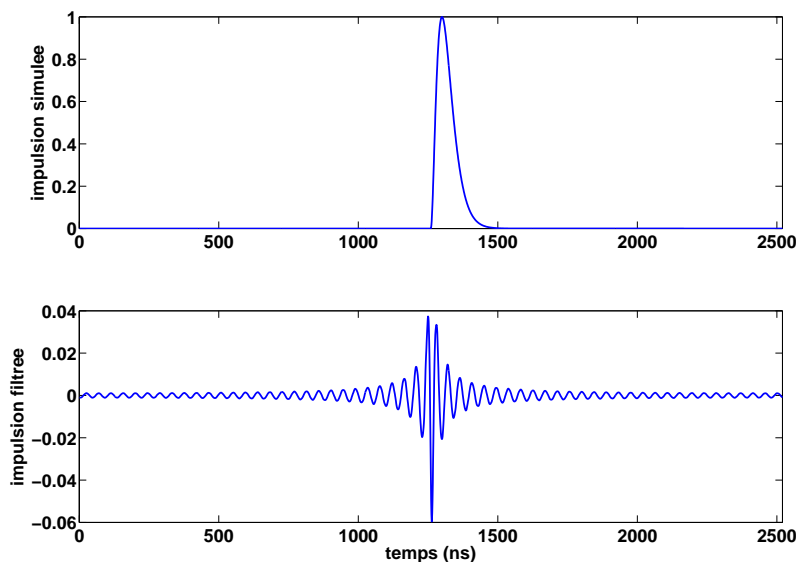


FIG. 4.12 – Impulsion brute en haut et impulsion filtrée en bas.

Pourcentage de détection en fonction de l'amplitude des impulsions

On détermine pour chaque méthode le pourcentage de détection d'impulsion en fonction de leur amplitude, représenté sur la figure 4.13. Pour faire cette étude, on a ajouté, aux neuf mille signaux de bruit confectionnés auparavant, la même impulsion en fixant a et on a regardé le pourcentage de tels signaux qui passent le critère pour chacune des deux méthodes de détection.

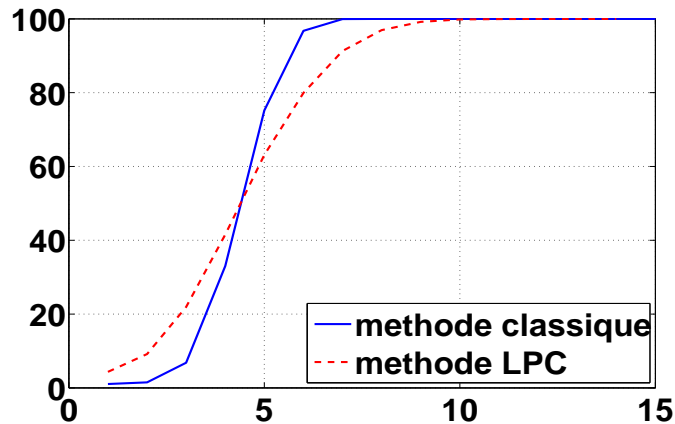


FIG. 4.13 – Pourcentage de détection en fonction de l'amplitude a des impulsions, en pointillés rouges pour la méthode LPC, en bleu pour la méthode de simple filtrage. Les seuils des méthodes sont $N = 24$ et $K = 14$.

On constate que la méthode LPC est plus efficace pour la détection d'impulsion de faible amplitude. A contrario, la zone de transition de 10% à 90% est bien plus ramassée pour le simple filtrage.

4.2.5 Etude des temps des maximums

On veut savoir s'il est possible de remonter au temps t_0 auquel l'impulsion est arrivée. Pour cela, on va s'intéresser au maximum en valeur absolue, soit du signal filtré, soit de l'erreur de prédiction et voir leur lien avec t_0 . On commence par étudier pour la méthode du simple filtrage, la différence ΔT_{\max} entre le temps auquel le signal carré est maximum et $t_1 = t_0 + 4$ ns, temps auquel l'impulsion filtrée serait maximum en l'absence de bruit. Puis on étudie, pour la méthode LPC, la différence δt_{\max} entre le temps auquel l'erreur carrée est maximum et t_0 . Dans les deux cas, on a fixé l'amplitude de l'impulsion à $a = 5$.

Méthode du simple filtrage

L'écart ΔT_{\max} est représenté sur le graphique 4.14.

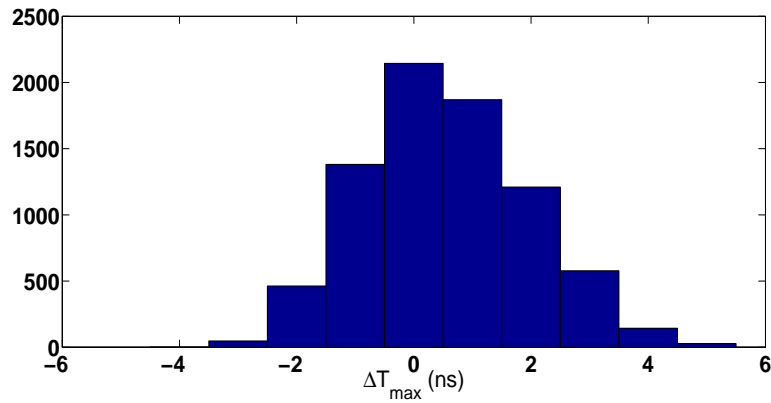


FIG. 4.14 – Ecart entre le temps où le signal carré est maximum et t_1 .

La distribution de l'écart ΔT_{\max} est piquée autour de 0 avec une largeur de 8 ns : on peut donc remonter assez précisément au temps auquel l'impulsion filtrée est maximum, et par conséquent à t_0 pour l'impulsion étudiée dont on connaît les caractéristiques.

Méthode LPC

L'écart δt_{\max} a une forme différente comme on peut le voir sur la figure 4.15.

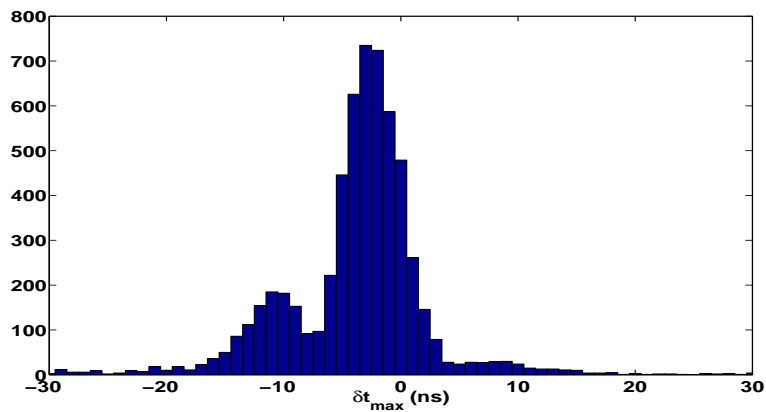


FIG. 4.15 – Ecart entre le temps où l'erreur carrée est maximum et t_1 .

L'écart δt_{\max} a une distribution plus large et composée de deux pics de largeur 10 ns et distants de 8 ns, ce qui correspond à une demi-période de l'oscillation visible sur la figure 4.12, c'est-à-dire le temps entre les deux premiers extrema. Du fait de la présence du bruit, la méthode LPC sélectionne parfois le deuxième extremum. Le plus grand pic est centré en -4 ns et donc sur le temps auquel l'impulsion devient non nulle.

Différence entre les deux méthodes

Sur la figure 4.16, on trace la différence des distributions des figures 4.15 et 4.14.

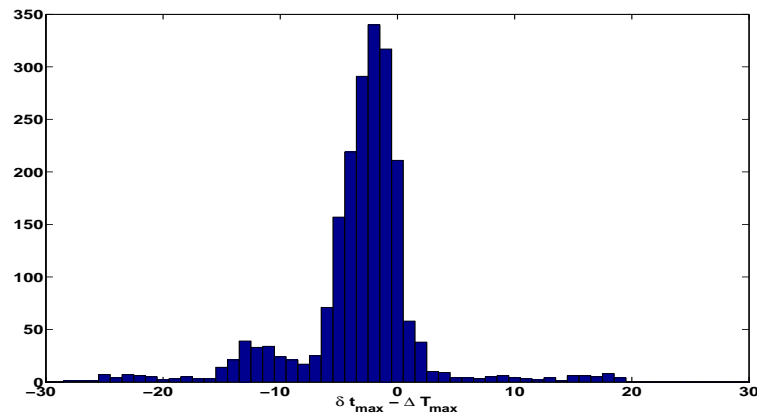


FIG. 4.16 – Ecart entre le temps où l'erreur carrée est maximum et celui où le signal carré l'est.

On observe toujours les deux pics de la figure 4.15 mais ils sont atténués étant donné que la figure 4.14 ne comporte qu'un seul pic étroit. L'écart entre les deux méthodes étant de la quinzaine de nanosecondes, on en conclut que la méthode LPC ne modifie guère la résolution temporelle.

Ainsi la méthode LPC semble prometteuse pour détecter des impulsions radio plus faibles que la méthode classique, même si cela impliquerait une diminution de la résolution temporelle de quelques nanosecondes.

4.3 Application de la méthode LPC sur les données Codalema

Nous allons maintenant appliquer la méthode LPC sur les données Codalema. On doit d'abord déterminer le paramètre K du critère de détection et le nombre de coefficients du filtre LPC.

4.3.1 Détermination du paramètre K

Le paramètre K est déterminé de manière à sélectionner le plus grand nombre de bons événements à partir de la définition donnée dans le paragraphe 4.1.3. En faisant varier K , on obtient la courbe de la figure 4.17 :

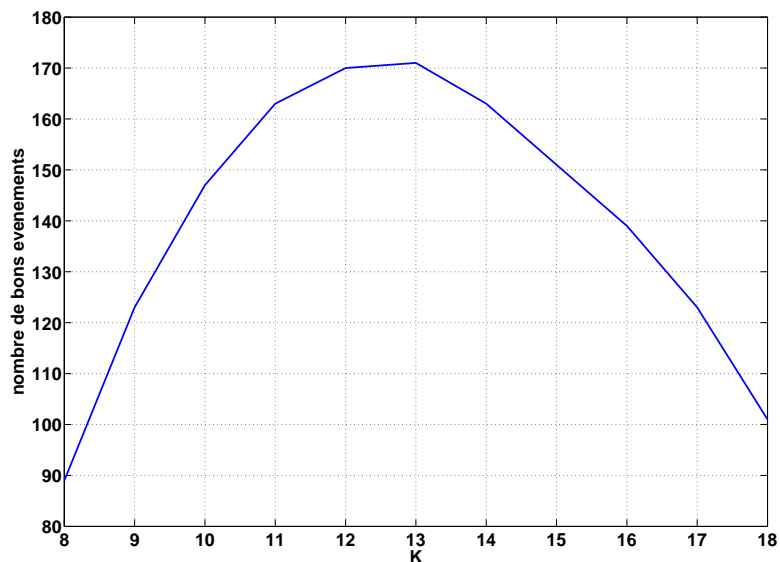


FIG. 4.17 – Nombre de bons événements en fonction de K .

Cette courbe est tracée à partir d'un lot de bons événements de multiplicité 4 obtenu par la méthode de simple filtrage. On est obligé d'effectuer cette première sélection car le nombre total d'enregistrements est tel qu'avec des petites valeurs de K , on aurait beaucoup trop d'événements fortuits même en appliquant les coupures temporelle et angulaire. Le nombre de bons événements augmente avec K , atteint un maximum pour $K = 13$ et diminue ensuite. Avant le maximum, le nombre de bons événements augmente car la proportion d'impulsions de bruit diminue ce qui améliore la qualité de la reconstruction et donc de plus

en plus d'événements vérifient les critères. Puis ce nombre diminue car le seuil augmentant, les petites impulsions sont de moins en moins détectées et certains événements n'ont plus la multiplicité suffisante.

On montre qu'il existe une corrélation entre la moyenne de l'erreur carrée et son écart type. Ce qui permettrait de définir un nouveau critère de détection avec une seule de ces variables, par exemple, $\text{Max}(e^2) \geq k' \mu_{e^2}$. Cependant, après vérification, ce nouveau critère ne permet pas de détecter plus d'impulsions.

4.3.2 Nombre de coefficients du filtre LPC

On détermine également de manière empirique le nombre de coefficients du filtre LPC, on obtient la courbe 4.18 :

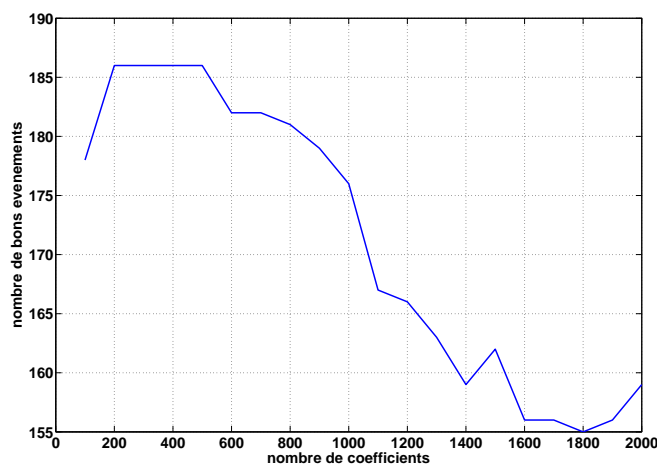


FIG. 4.18 – Nombre de bons événements en fonction du nombre de coefficients du filtre LPC.

Le nombre de bons événements est maximum pour un nombre de coefficients compris entre 200 et 500. On choisit de fixer le nombre de coefficients à 400. La variation est moins facile à interpréter que la courbe précédente mais moins il est compréhensible que cette courbe passe par un maximum. Quand il n'y a pas assez de coefficients les émetteurs ne sont pas assez bien prédits et donc moins bien soustraits au signal alors que quand le nombre de coefficients est grand l'impulsion commence à être prédite.

4.3.3 Résultats obtenus

Sur une période d'environ 420 jours de prise de données en appliquant le filtre LPC avec les paramètres précédemment trouvés $K = 13$ et 400 coefficients, on détecte 676 bons événements alors qu'avec la méthode classique, on en détecte 488. Ce qui représente un gain de 28% d'événements. Parmi ces 676 événements, 457 sont détectés par les 2 méthodes, 219 exclusivement par la méthode LPC alors que parmi les 488 événements détectés par la méthode classique seul 31 événements sont pas détectés par la méthode LPC. Il est intéressant de chercher à comprendre en quoi la méthode LPC est plus efficace. La figure 4.19 représente la moyenne du bruit en fonction du maximum du signal. Chaque point représente une antenne, les points rouges représentent les antennes qui ont détecté une impulsion par la méthode LPC et les points bleus celles qui ont détecté une impulsion par la méthode de simple filtrage. La ligne noire correspond au seuil de la méthode de simple filtrage ce qui explique pourquoi on a uniquement des points rouges à gauche de la ligne noire. Ainsi la méthode LPC est capable de détecter des impulsions telles que le rapport $s_{\max}^2/\mu_{\text{bruit}}$ est inférieur au seuil de la méthode de simple filtrage.

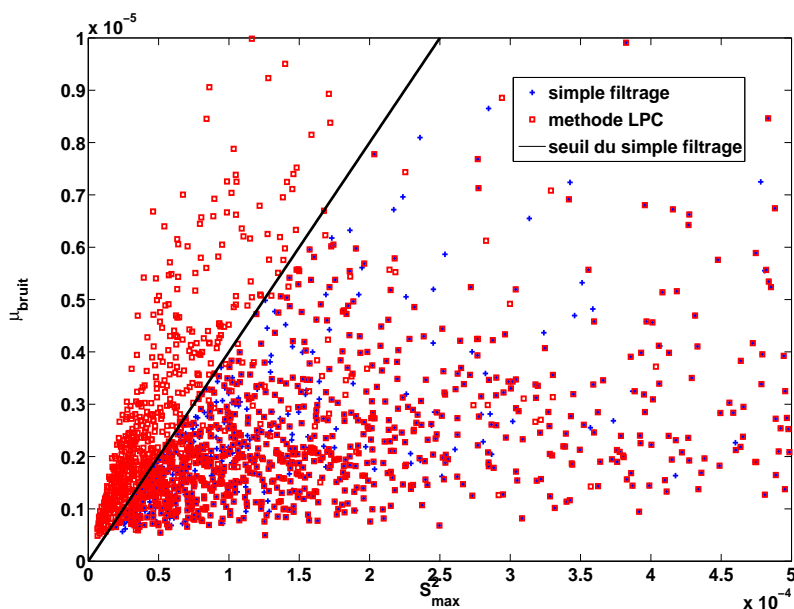


FIG. 4.19 – Moyenne du bruit en fonction du maximum du signal carré (un point pour chaque antenne).

Caractérisation des événements exclusivement LPC

On veut connaître les caractéristiques directions d'arrivée (θ et ϕ) et multiplicité des événements supplémentaires obtenus avec la méthode LPC. On étudie alors le rapport des événements exclusivement LPC (219 événements) et de tous les événements LPC (676 événements) en fonction des variables citées. La figure 4.20 représente ce rapport en fonction de la multiplicité, c'est-à-dire le nombre d'antennes qui ont détectés une impulsion.

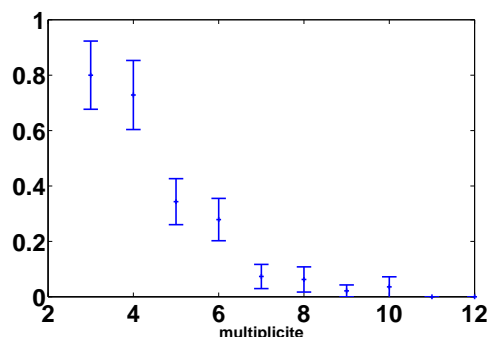


FIG. 4.20 – Rapport des événements exclusivement LPC et de tous les événements en fonction de la multiplicité.

On remarque que les événements supplémentaires obtenus avec la méthode LPC ont une faible multiplicité (inférieure à 6). Ce sont les événements dont le signal sur certaines antennes est trop faible pour qu'il puisse être détecté par la méthode de simple filtrage. Environ, un tiers des événements supplémentaires ont une multiplicité inférieure à trois ce qui est insuffisant pour s'assurer qu'ils proviennent d'une gerbe atmosphérique. Pour le reste des événements supplémentaires, la méthode LPC permet d'ajouter une ou plusieurs antennes, ce qui améliore la reconstruction.

On constate, sur la figure 4.21, que plus θ est petit plus on récupère des événements. Or, plus θ est petit plus la distance à l'axe de la gerbe a tendance à augmenter : le signal est alors moins grand et le nombre d'antennes détectant la gerbe diminue. Par contre, ces événements se répartissent de manière à peu près homogène en fonction de ϕ .

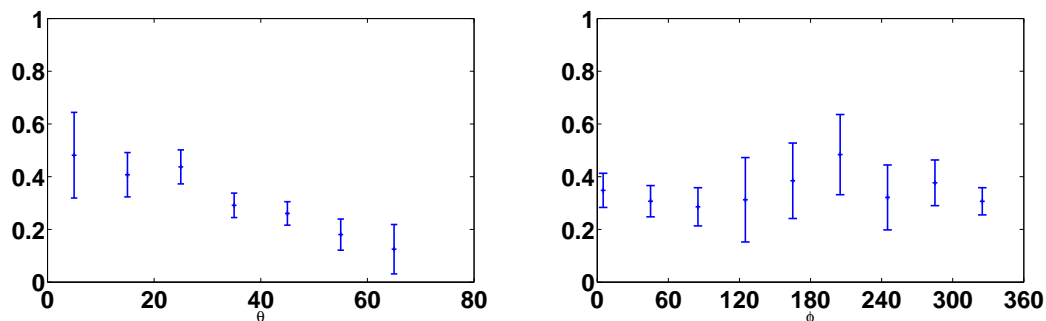


FIG. 4.21 – Rapport des événements exclusivement LPC et de tous les événements en fonction, à gauche de θ et à droite de ϕ .

Résolution temporelle

La figure 4.22 représente la différence entre le temps d'arrivée de la méthode LPC et celui de la méthode du simple filtrage. On rappelle que le temps d'arrivée pour la méthode LPC correspond au temps du maximum de l'erreur de prédiction et pour la méthode du simple filtrage ce temps correspond au temps du maximum du signal carré.

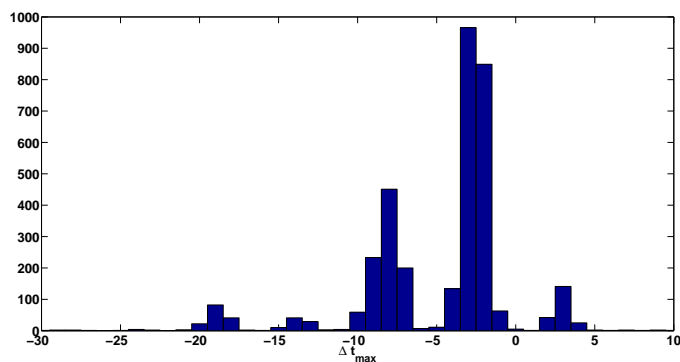


FIG. 4.22 – Différence entre le temps d'arrivée de la méthode LPC et celui de la méthode du simple filtrage.

La différence entre les temps d'arrivée entre les deux méthodes est une succession de pics de largeurs 3 à 4 nanosecondes. Comme avec les simulations, on constate le temps trouvé par la méthode LPC est pratiquement toujours inférieur à celui trouvé par la méthode de simple filtrage. La grande majorité de la

distribution étant inférieure à la dizaine de nanosecondes, on en conclut que la méthode LPC dégrade peu la résolution temporelle.

Reconstruction des événements

Si la méthode LPC augmente le nombre d'événements, il faut s'assurer que la méthode LPC ne dégrade pas la reconstruction angulaire (θ et ϕ) et temporelle de la direction d'arrivée.

Sur la figure 4.23 est représentée, à gauche, l'angle θ_C trouvé avec la méthode classique en fonction de l'angle θ_{LPC} trouvé avec la méthode LPC pour le lot d'événements communs aux deux méthodes, et sur le graphique de droite la même situation pour l'angle ϕ .

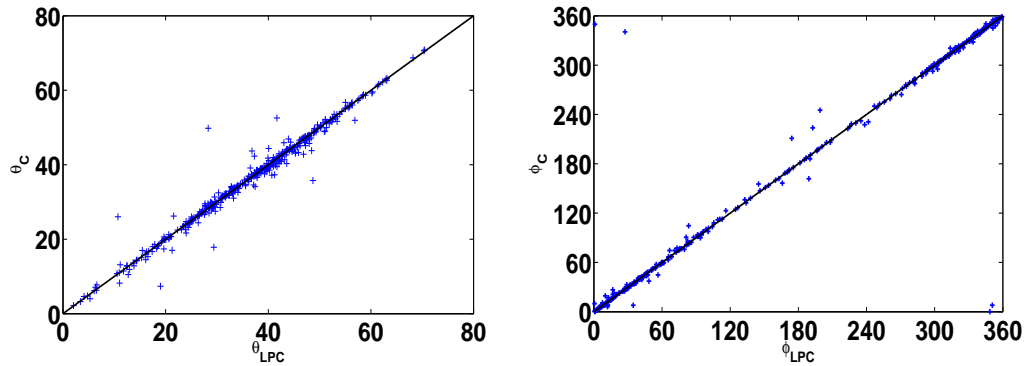


FIG. 4.23 – À gauche, l'angle θ_C trouvé avec la méthode classique en fonction de l'angle θ_{LPC} trouvé avec la méthode LPC, à droite, l'angle ϕ_C trouvé avec la méthode classique en fonction de l'angle ϕ_{LPC} trouvé avec la méthode LPC.

La droite en noir est la droite $y = x$. On voit que les angles θ_C et θ_{LPC} se répartissent à peu près de manière linéaire le long de cette droite. La moyenne de leur différence est quasiment nulle et l'écart-type est d'environ 2° . De même, les angles ϕ_C et ϕ_{LPC} se répartissent à peu près de manière linéaire le long de la droite $y = x$. La moyenne de leur différence est également quasiment nulle et l'écart-type est d'environ 4.7° . Ces résultats montrent que la méthode LPC ne dégrade pas la reconstruction spatiale de la direction d'arrivée de la gerbe.

Pour étudier la reconstruction temporelle, on trace l'écart entre la différence temporelle du plan d'arrivée trouvé par les antennes et celui trouvé par les scintillateurs par la méthode LPC, t_{LPC} et celui obtenu par la méthode de simple filtrage, t_C , pour le lot d'événements communs aux deux méthodes (4.24). Comme

les écarts de temps de la figure 4.22 sont faibles, on s'attend ici également à ce que ces écarts soient faibles.

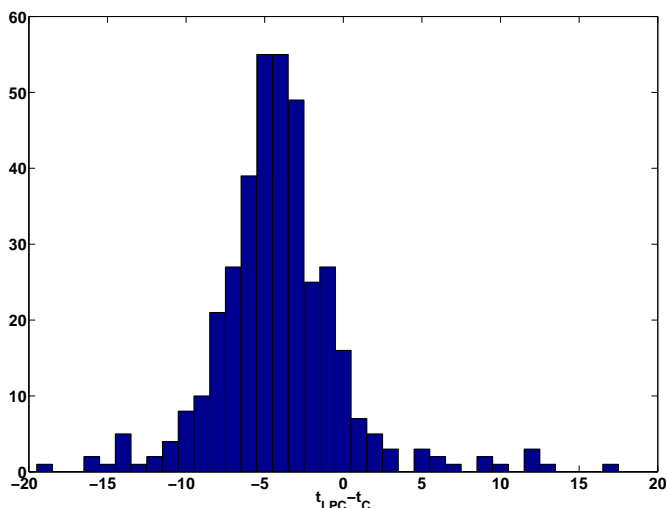


FIG. 4.24 – Différence temporelle du plan d'arrivée trouvé par les antennes et celui trouvé par les scintillateurs par la méthode LPC, t_{LPC} , et celui trouvé par la méthode classique, t_C .

C'est effectivement ce que l'on observe, la distribution obtenue est une gaussienne de moyenne -5 ns et d'écart-type 12 ns. Cette valeur étant faible, on en déduit également que la méthode LPC ne dégrade pas la reconstruction du temps d'arrivée de la gerbe.

En conclusion, nous avons pu mettre en évidence l'intérêt de la méthode LPC. Nous avons vu qu'à condition de filtrer les signaux et de choisir un nombre de coefficients adéquat cette méthode a pour action de supprimer les pics dus à plusieurs émetteurs qui apparaissent dans la densité spectrale de puissance. Il s'avère que la méthode LPC est alors plus efficace que la méthode de simple filtrage car elle a un seuil de détection plus bas. En plus d'augmenter notablement la statistique, elle ne dégrade pas par ailleurs la reconstruction des directions d'arrivées. Ce travail à modifier la stratégie d'analyse de l'expérience Codalema. C'est la méthode LPC qui est désormais principalement utilisée pour la détection d'impulsions radio.

Chapitre 5

Analyse des données Codalema

Ce chapitre est consacré à l'analyse des données enregistrées avec le nouveau dispositif expérimental de Codalema, décrit dans le chapitre 2, entre Novembre 2006 et Juin 2008, soit 408 jours effectifs de prise de données.

Nous allons d'abord commencer par étudier les données du réseau de détecteurs de particules afin de valider le système de déclenchement de l'acquisition des données radio. Ensuite, nous verrons que la coïncidence entre les événements détectés par les deux réseaux permet de sélectionner les événements associés aux gerbes atmosphériques. Puis nous nous intéresserons aux performances du réseau d'antennes : résolution temporelle et angulaire et seuil en énergie. Enfin, nous montrerons que les données radio apportent des indications sur le mécanisme d'émission radio par les gerbes.

5.1 Etude des données du réseau de scintillateurs

Le déclenchement de l'acquisition de données de Codalema est effectué par une coïncidence entre les 5 scintillateurs du centre (cf figure 2.9). Tous les résultats de l'analyse des données radio reposeront donc sur le bon fonctionnement de ce système de déclenchement et nécessitent également une bonne connaissance des caractéristiques des événements détectés par le réseau de scintillateurs. C'est l'objectif de ce premier paragraphe. La reconstruction des données scintillateurs [35] n'a pas fait partie de ce travail de thèse mais nous allons analyser les résultats qui en découlent.

5.1.1 Directions d'arrivée

La méthode de reconstruction des directions d'arrivée a été expliquée au chapitre 2.

La figure 5.1 représente, à gauche, la distribution des angles zénithaux θ mesurés (points bleus).

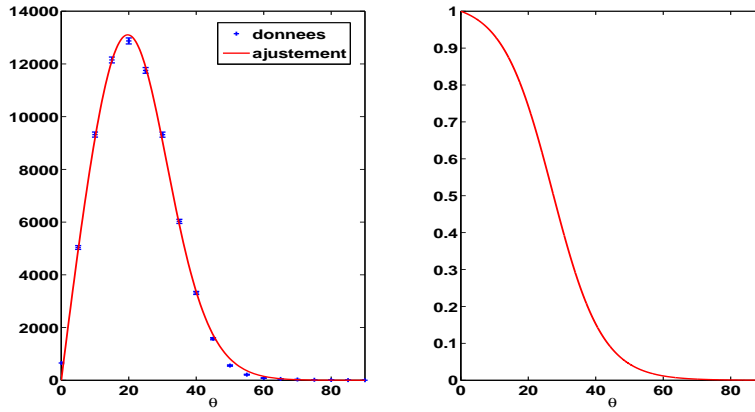


FIG. 5.1 – À gauche, la distribution des angles zénithaux : les points bleus correspondent aux données, la fonction par laquelle cette distribution est ajustée est en rouge. À droite, la fonction de type Fermi-Dirac résultant de l’ajustement. Elle illustre l’extinction des gerbes inclinées.

Elle peut être ajustée par la fonction suivante qui correspond à l’acceptance d’un réseau de détecteurs au sol :

$$\frac{dN}{d\theta} = N_0 \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{1 + \exp\left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_1}\right)} \quad (5.1)$$

Le terme $\sin \theta$ provient de l’angle solide sous lequel le détecteur voit la sphère céleste, un terme en $\cos \theta$ tient compte de l’angle sous lequel la gerbe voit un détecteur (les détecteurs ayant une surface plane, les gerbes inclinées sont moins bien détectées que les gerbes verticales) alors que l’autre terme en $\cos \theta$ tient compte de l’angle sous lequel la gerbe voit le réseau de détecteurs dans son ensemble. Enfin, la fonction de type Fermi-Dirac traduit l’extinction des gerbes avec l’inclinaison. En effet, les gerbes inclinées traversant une plus grande profondeur atmosphérique présentent une densité de particules plus faible au sol. Il y a 3 paramètres libres lors de l’ajustement : N_0 , un facteur de normalisation, θ_0 , l’angle zénithal pour lequel la Fermi-Dirac vaut 0.5, et θ_1 , un paramètre lié à la pente de la Fermi-Dirac, plus il est petit, plus la pente est grande.

Le résultat de l’ajustement (courbe rouge) est superposé aux données sur la figure 5.1, l’accord est parfait. Les paramètres obtenus sont : $N_0 = 6.10^4$, $\theta_0 = 27^\circ$

et $\theta_1 = 7^\circ$. La Fermi-Dirac correspondante est tracée seule sur le graphique de droite.

L’extinction des gerbes a un effet relativement important sur l’acceptance, cela s’explique par le fait que la plupart des événements de la distribution sont localisés au niveau du seuil de l’expérience. Si on sélectionne les événements à plus haute énergie, le réseau a une plus grande acceptance en θ . C’est ce que montre la figure 5.2 où la distribution des θ pour les événements au-dessus de $10^{16.5}$ eV et la Fermi-Dirac correspondante sont superposées, en pointillés noirs, aux courbes de la figure 5.1, en rouge, obtenues sans coupure en énergie. La distribution des θ à $10^{16.5}$ eV a été multipliée par un facteur 10.

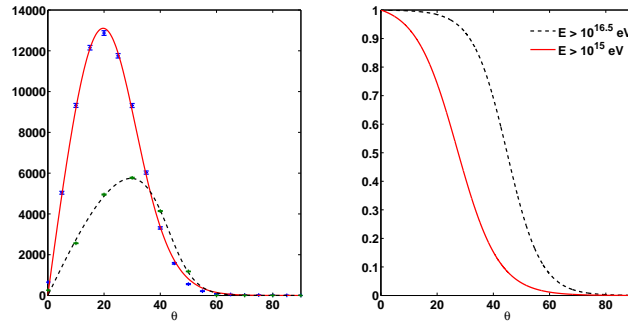


FIG. 5.2 – A gauche, en rouge, la distribution des angles θ pour $E > 10^{15}$ eV et en pointillés noirs pour $E > 10^{16.5}$ eV (multipliée par un facteur 10). A droite, les deux fonctions de type Fermi-Dirac utilisées pour ajuster les distributions des θ .

Les paramètres de la Fermi-Dirac obtenus dans le cas d’une coupure à $10^{16.5}$ eV sont : $N_0 = 1.7 \cdot 10^3$, $\theta_0 = 45^\circ$ et $\theta_1 = 6^\circ$. Nous verrons par la suite que les événements radios détectés ont une énergie supérieure à $10^{16.5}$ eV. Nous utiliserons donc ces valeurs pour corriger de l’acceptance du système de déclenchement.

La figure 5.3 représente la distribution des angles azimutaux.

La distribution quasiment plate en ϕ traduit la symétrie azimutale du réseau de détecteurs et valide le système de déclenchement. Néanmoins, on remarque d’une part un excès à 120° et d’autre part un déficit de l’ordre de 10% en amplitude qui par ailleurs est stable dans le temps. Elle pourrait être due à un seuil en énergie variable en fonction de l’azimuth mais ceci est exclu par le fait qu’on voit cette asymétrie à toutes les énergies. Cette structure est en fait probablement due à une erreur systématique sur la longueur d’un câble d’un scintillateur. Cependant, étant donné son amplitude, elle n’aura pas de conséquences importantes pour la suite.

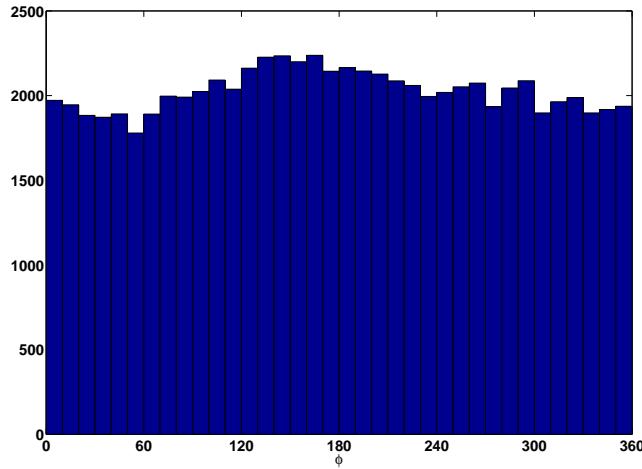


FIG. 5.3 – Distribution de l’angle azimutal.

5.1.2 Energies

La méthode d’estimation de l’énergie est détaillée dans la référence [36]. Nous résumons ici le principe général. Chaque détecteur de particules mesure une densité de particules au sol. La distribution latérale de densité de particules de la gerbe atmosphérique est ajustée par une fonction NKG, ce qui permet d’obtenir la position du coeur et le nombre de particules chargées au niveau du sol, qu’on appelle taille de la gerbe. Cette dernière information est alors reliée à l’énergie de la gerbe en s’aidant de simulations Monte-Carlo. L’estimation de l’énergie dépendant des modèles à cause des fluctuations gerbe à gerbe, on utilise la méthode CIC (Constant Intensity Cut) qui atténue les effets de ces fluctuations. Cette méthode suppose que le flux des rayons cosmiques est isotrope donc à une énergie donnée le nombre d’événements par unité d’angle solide est indépendant de θ . On définit une quantité $N_0 = N(\theta_0 = 0, E)$, appelée VESS (Vertical Equivalent Shower Size), qui correspond à la taille qu’une gerbe de taille N aurait à $\theta_0 = 0$. N_0 vaut :

$$N_0 = N \exp \left[\frac{X_0}{\Lambda} \left(\frac{1}{\cos \theta} - \frac{1}{\cos \theta_0} \right) \right]$$

X_0 est la profondeur atmosphérique à l’altitude $z = 0$, Λ est la longueur d’atténuation, expérimentalement, on trouve $\Lambda = 190 \text{ g/cm}^2$.

Le code de simulation AIRES permet d’obtenir la relation entre N_0 et l’énergie

E [36] :

$$E(\text{eV}) = 2.138 \cdot 10^{10} N_0^{0.9}$$

La résolution en énergie avec cette méthode est d'environ 30% à 10^{17} eV. Cependant, l'estimation de l'énergie n'est valable que pour des angles inférieurs à 60° en raison de la méthode CIC, et pour les événements internes pour lesquels on peut obtenir la distribution latérale. Un événement est dit "interne" si la densité maximale de particules est collectée par un détecteur central autour duquel les autres détecteurs ont également détecté la gerbe. Sur la période considérée moins de la moitié des événements sont internes.

La figure 5.4 représente la distribution en énergie des événements internes.

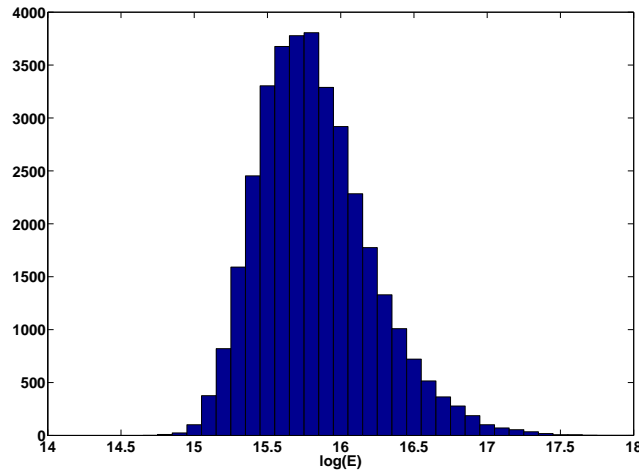


FIG. 5.4 – Distribution en énergie.

L'axe des abscisses est en échelle logarithmique. Le seuil en énergie du réseau est d'environ 10^{15} eV. La distribution en énergie augmente au début, ce qui traduit l'augmentation de l'efficacité de détection du détecteur, puis diminue progressivement à partir de 10^{16} eV, conformément à la diminution du flux des rayons cosmiques en fonction de l'énergie. (Cette distribution n'est pas un spectre normalisé, elle n'est pas corrigée de l'acceptance du détecteur, on ne peut donc pas remonter à l'indice de la loi de puissance.)

5.1.3 Position des coeurs de gerbes

Pour pouvoir estimer correctement l'énergie, il faut donc que l'événement soit "interne". La figure 5.5 montre la position des coeurs de gerbes pour tous

les événements internes d'une part et pour les événements internes supérieurs à $10^{16.5}$ eV d'autre part. L'unité de l'échelle de couleurs est le nombre d'événements par m^2 et par an.

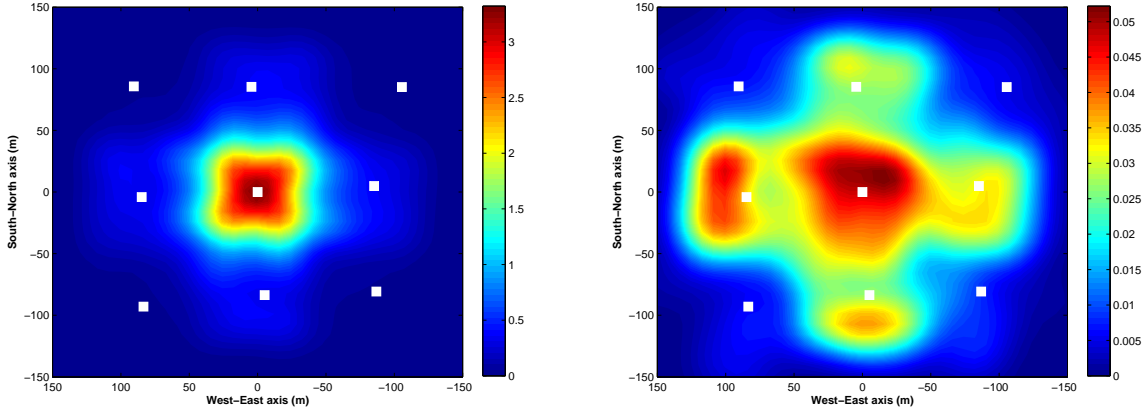


FIG. 5.5 – Positions des coeurs de gerbes. A gauche, pour tous les événements internes. A droite, pour les événements internes supérieurs à $10^{16.5}$ eV. Les carrés blancs représentent la position des scintillateurs. L'unité des couleurs est le m^2 et par an.

Le graphique de gauche montre que la plupart des événements sont localisés à moins de 50 m du centre du réseau. En effet, les événements au niveau du seuil en énergie doivent être centrés pour être vus par les 5 scintillateurs du centre, qui est la condition de déclenchement de l'acquisition. A droite, en revanche, on peut constater que les événements sont répartis selon une croix formée par les 5 scintillateurs du centre, à peu près de manière uniforme. Cela vient du fait que pour être internes, la densité maximale de particules de la gerbe doit être collectée par un détecteur entouré de 4 autres détecteurs. Or, sur la plus grande partie la période considérée, seuls les 5 scintillateurs du centre sont dans cette configuration. Les 4 derniers scintillateurs n'ont été ajoutés qu'à partir de janvier 2008. Les petits excès d'événements autour de chaque scintillateur s'expliquent probablement par un effet systématique de l'analyse.

Ainsi, nous venons de décrire les caractéristiques des événements qui déclenchent l'acquisition. Les distributions des directions d'arrivée, des énergies et des coeurs de gerbes sont conformes aux distributions attendues. Nous pouvons maintenant nous intéresser aux événements radios.

5.2 Coïncidence radio

Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 2, un événement radio est associé à une gerbe atmosphérique si l'on observe une coïncidence angulaire et temporelle entre le front de particules détecté par les scintillateurs et celui détecté par les antennes.

5.2.1 Sélection des événements

La figure 5.6 représente la différence angulaire en fonction de la différence temporelle. Cette figure est pratiquement similaire à la figure 4.4. Comme déjà évoqué, cette figure a la forme d'un arbre dont le tronc montre une forte corrélation entre certains événements détectés par les scintillateurs et ceux détectés par les antennes. Les dimensions du tronc fixent les coupures temporelle et angulaire. Le tronc a une hauteur de 20° et sa largeur est comprise entre -100 ns et 150 ns. Les feuilles de l'arbre représentent les événements fortuits ou mal reconstruits.

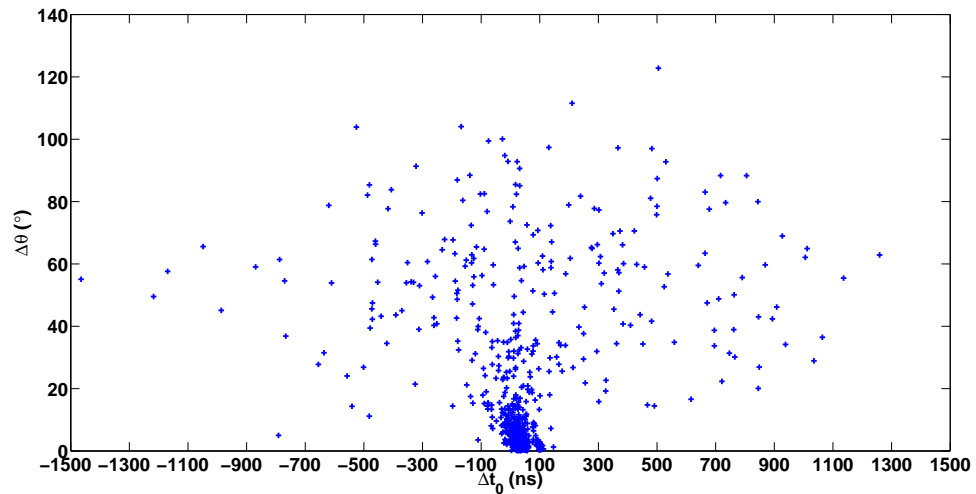


FIG. 5.6 – Différence angulaire en fonction de la différence temporelle.

Examinons en détail les distributions de la différence temporelle et de la différence angulaire représentées sur la figure 5.6.

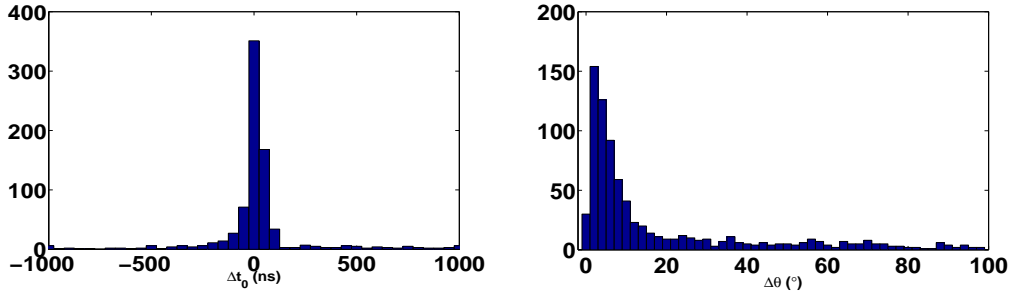


FIG. 5.7 – À gauche, distribution de la différence temporelle et à droite, distribution de la différence angulaire entre le plan trouvé par les antennes et celui trouvé par les scintillateurs.

Les pics présents sur les deux distributions montrent la corrélation abordée. La largeur des pics correspond aux coupures fixées, $-100 \text{ ns} < \Delta t_0 < 150 \text{ ns}$ et $\Delta\theta < 20^\circ$, les distributions en dehors des pics correspondent aux événements fortuits.

Cette étude montre d'une part que l'approximation du front d'onde par un plan est justifiée et que, d'autre part, les fronts d'onde radio et de particules coïncident.

Durant la période considérée de 408 jours effectifs, le réseau de scintillateurs a détecté 73907 événements dont 872 événements ont été identifiés comme étant associés à une gerbe atmosphérique par le réseau d'antennes, ce qui correspond à un taux de 2.1 événements radios par jour au total.

5.2.2 Les fortuits

Malgré les coupures temporelles et angulaires, il pourrait subsister des événements dont les signaux radios ne correspondent pas à la gerbe qui a déclenché les scintillateurs mais dont la coïncidence est fortuite. Pour évaluer le nombre de ces événements, on examine les événements dont la multiplicité est supérieure ou égale à 3 et qui vérifient la coupure angulaire mais pas la coupure temporelle, on s'aperçoit qu'il n'y en a qu'une dizaine sur une fenêtre de $1.5 \mu\text{s}$. Ce qui suggère que le nombre d'événements qui satisfont les critères temporels de manière fortuite est très faible, de l'ordre de quelques unités. La même étude avec les événements qui vérifient le critère de multiplicité, la coupure temporelle mais pas la coupure angulaire montre qu'en moyenne il y a 5 événements fortuits par intervalle de 10° . Ce qui là encore laisse penser que le nombre de fortuits est de l'ordre de quelques

unités, ce qui est tout à fait acceptable. D'autant plus que connaissant la distribution en énergie des événements qui déclenchent l'acquisition, ces événements fortuits ont une grande probabilité d'être situés en dessous de 10^{16} eV et ne nous gêneront donc pas comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

5.3 Les performances du détecteur

Le but est d'estimer la résolution temporelle et la résolution angulaire du réseau d'antennes afin d'évaluer le degré de confiance que l'on accordera à l'analyse des directions d'arrivées dans la suite.

5.3.1 Résolution en temps

La figure 5.8 représente les résidus en temps, c'est-à-dire, la différence entre les temps d'arrivée mesurés par les antennes et ceux calculés à partir des directions d'arrivées (cf équation 2.1).

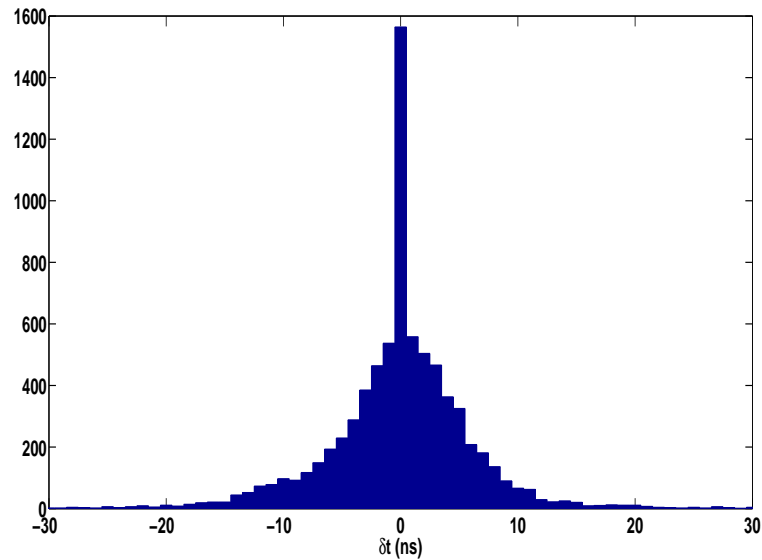


FIG. 5.8 – Résidus en temps.

La distribution obtenue est très piquée en 0. L'écart-type est d'environ 5 ns, cette faible valeur montre, de nouveau, que considérer le front d'onde comme un plan est une très bonne approximation et que les temps sont très bien reconstruits, comme le laissait présager l'étude de la partie 4.22 du chapitre 4 (cf figure 4.24).

5.3.2 Résolution angulaire

Définition

Avant d'estimer la résolution angulaire du réseau d'antennes de Codalema, il faut se donner un estimateur de cette résolution. La distribution attendue de la différence angulaire entre les vraies directions des rayons cosmiques et les directions mesurées est une fonction gaussienne centrée en 0 que multiplie une fonction sinus (cf. equation 2.2). Nous choisissons comme estimateur de la résolution angulaire la valeur du 68e centile, c'est-à-dire, la valeur pour laquelle 68% de la population se situe en-dessous. En pratique, pour déterminer la résolution angulaire en fonction d'une variable x , nous échantillons x en n intervalles, nous ajustons la différence angulaire par la distribution attendue et nous déterminons la valeur en-dessous de laquelle 68% de la distribution se situe. Nous nous assurons que pour chaque intervalle, les ajustements sont corrects.

Influence de la résolution temporelle

Nous voulons évaluer, dans un premier temps, quelles sont les erreurs sur les directions d'arrivée induites par les erreurs sur les temps des impulsions. Pour cela, nous réalisons une simulation monte-carlo à partir des informations sur les événements liés aux gerbes détectés par Codalema : directions d'arrivée (θ, ϕ) que l'on considère comme les directions vraies et position des antennes touchées. Ces informations nous permettent de calculer les temps de passage t du front d'onde pour les antennes touchées. Nous appliquons alors sur ces temps une fluctuation aléatoire δt suivant une loi normale d'écart-type 5 ns. Nous reconstruisons la nouvelle direction d'arrivée que l'on considère comme la direction estimée. Nous utilisons, enfin la différence angulaire entre la nouvelle direction et la direction initiale. La figure 5.9 représente la résolution angulaire du réseau d'antennes en fonction de la multiplicité.

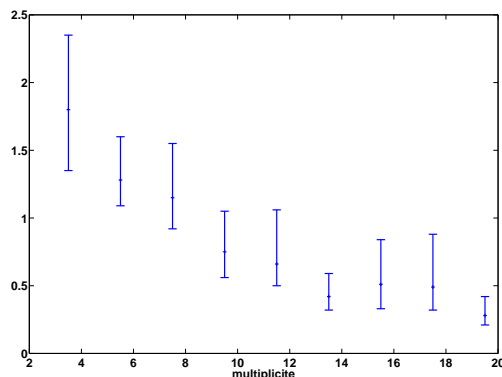


FIG. 5.9 – Résolution angulaire du réseau d'antennes en fonction de la multiplicité pour $\delta t = 5$ ns.

La résolution angulaire obtenue à partir de la résolution temporelle est très bonne puisqu'elle est inférieure à 2° et atteint même moins de 0.5° à grande multiplicité. L'amélioration de la résolution angulaire avec la multiplicité vient du fait que plus le nombre d'antennes touchées est élevé, plus on a de points pour ajuster le front d'onde radio par un plan, d'une part et plus la distance maximale entre les antennes touchées est grande d'autre part. Deux éléments qui permettent une meilleure reconstruction.

Les barres d'erreur de ce graphique correspondent aux valeurs pour lesquelles le χ^2 par degrés de liberté est égal à la valeur au minimum plus une unité.

Résolution angulaire du réseau d'antennes

Pour estimer la vraie résolution angulaire du réseau d'antennes et pas seulement celle associée à la résolution temporelle, nous allons utiliser l'angle entre la direction d'arrivée donnée par les scintillateurs, qui va nous servir en quelque sorte de référence, et la direction obtenue à partir des antennes. La difficulté pour déterminer la résolution angulaire du réseau d'antennes est que la résolution calculée est celle du détecteur dans son ensemble, c'est-à-dire, celle du réseau d'antennes et celle du réseau de scintillateurs. Cette résolution que l'on note R est la somme quadratique de la résolution du réseau d'antennes r_{ant} et de la résolution du réseau de scintillateurs r_{sci} : $R^2 = r_{ant}^2 + r_{sci}^2$. Si on connaît R et r_{sci} alors on pourra calculer la résolution angulaire du réseau d'antennes seul. La résolution angulaire obtenue pour le détecteur dans son ensemble est tracée sur la figure 5.10, en fonction de la multiplicité antenne, c'est-à-dire le nombre d'antennes touchées.

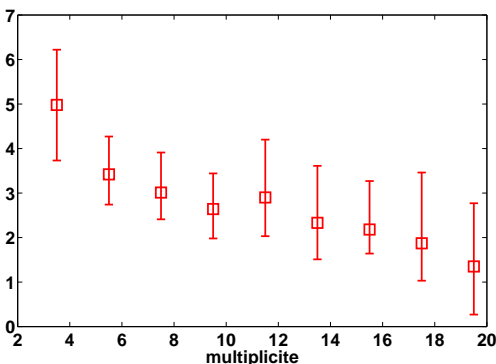


FIG. 5.10 – Résolution angulaire du détecteur en fonction de la multiplicité antenne.

On retrouve le comportement de la figure 5.9, la résolution s'améliore en fonction de la multiplicité. Or, on s'attend à ce que la résolution angulaire du réseau de scintillateurs seul soit constante en fonction de la multiplicité radio. En effet, on peut voir sur la figure 5.11 que la multiplicité scintillateur est pratiquement indépendante de la multiplicité antenne. Il y a une dépendance pour les multiplicités antennes supérieures à 16 car à partir de janvier 2008, le nombre d'antennes a augmenté de 16 à 24 en même temps que le nombre de scintillateurs qui est passé de 13 à 17.

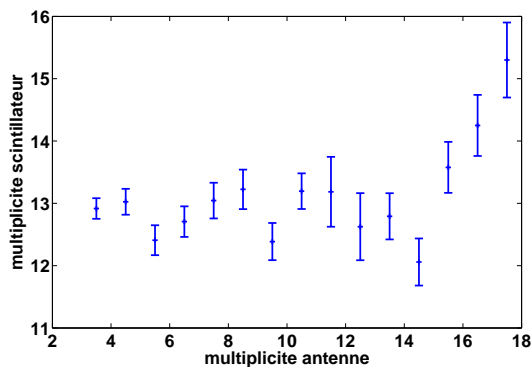


FIG. 5.11 – Multiplicité scintillateur en fonction de la multiplicité antenne.

Ainsi, il est possible d'estimer la résolution angulaire des scintillateurs r_{sci} à partir de la valeur minimum de R sur la figure 5.10. Comme elle vaut environ 1.5° , r_{sci} est de l'ordre de 1° . A partir de la formule donnée précédemment, on estime la résolution angulaire des antennes seules. Elle est représentée sur la figure 5.12. On peut s'apercevoir qu'à faible multiplicité antenne, la résolution des scintillateurs n'intervient presque pas, c'est la résolution des antennes qui domine. Cependant, elle est plus élevée que celle obtenue à partir de la simulation. On montre que pour obtenir la même résolution, il faudrait prendre un écart type de 20 ns au lieu de 5 ns. C'est donc que la résolution temporelle à elle seule ne permet pas d'expliquer la résolution angulaire.

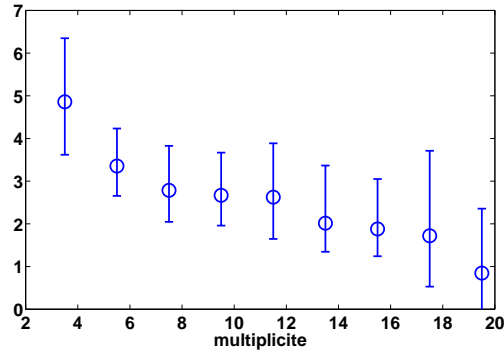


FIG. 5.12 – Résolution angulaire en fonction de la multiplicité antenne.

Pour finir, la résolution angulaire des antennes est tracée en fonction de l'angle θ sur la figure 5.13. La résolution angulaire s'améliore avec l'angle θ . Ce constat s'explique par la corrélation existant entre la multiplicité et l'angle θ , comme on peut le voir sur la même figure à droite.

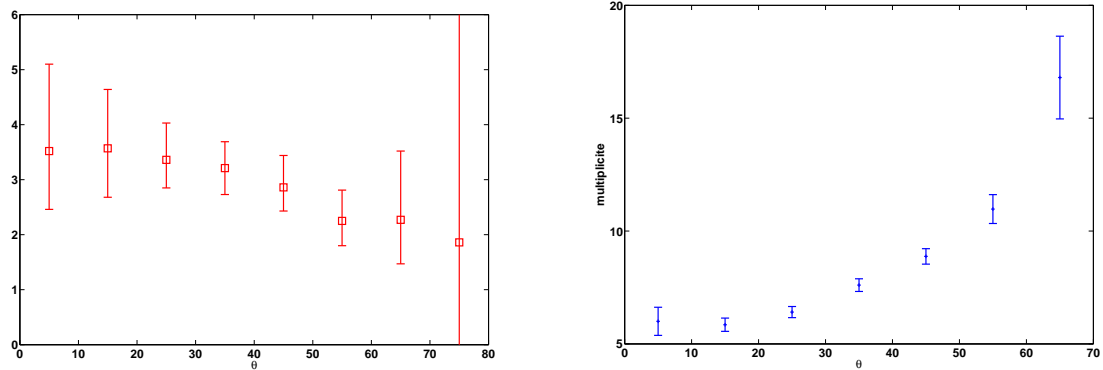


FIG. 5.13 – Multiplicité en fonction de θ .

La courbe de gauche a été obtenue en déterminant par intervalle de 10° en θ , la valeur moyenne de la multiplicité. L'erreur sur la moyenne est :

$$e = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}, \text{ si } N > 30.$$

dans le cas contraire, la distribution de Student donne :

$$e' = t_c \frac{\sigma}{\sqrt{N-1}}, \text{ si } N < 30,$$

le coefficient t_c dépend du seuil de confiance que l'on se fixe, on choisit de fixer ce seuil à un σ soit 68%.

La corrélation observée s'explique par le fait que plus θ est grand plus le champ électrique est grand et le signal radio est alors détecté sur une plus grande distance.

Cette étude nous a permis d'estimer la résolution angulaire de notre réseau à quelques degrés. On peut donc avoir confiance dans l'analyse des directions d'arrivées effectuée dans la dernière partie de ce chapitre.

5.4 Corrélation avec l'énergie

Quelque soit le modèle théorique considéré, le champ électrique mesuré doit augmenter avec l'énergie du rayon cosmique puisque le nombre de charges dans la gerbe atmosphérique augmente avec l'énergie.

La partie gauche de la figure 5.14 représente la distribution en énergie des événements internes détectés par le réseau d'antennes (carrés rouges) et celle des événements internes détectés par le réseau de scintillateurs (croix bleues).

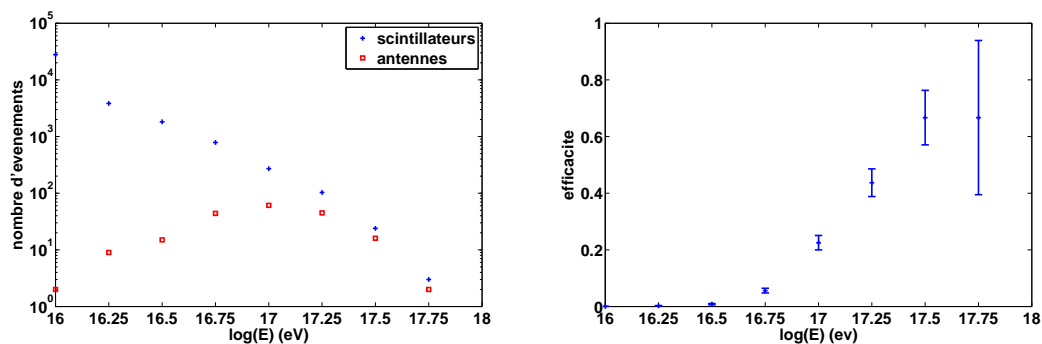


FIG. 5.14 – A gauche, en carrés rouges, distribution de l'énergie des événements internes détectés par les antennes, en croix bleues, distribution de l'énergie des événements internes détectés par les scintillateurs. Les axes sont en échelles logarithmiques. A droite, le rapport des deux distributions.

On constate que les événements radios sont situés dans la partie à haute énergie de la distribution. Les premiers événements détectés par le réseau d'antennes sont situés aux alentours de 10^{16} eV, soit une énergie dix fois supérieure au seuil du réseau de détecteurs de particules de Codalema. Le nombre d'événements radios augmente jusqu'à 10^{17} eV puis diminue, diminution normale puisque le nombre d'événements ayant déclenchés l'acquisition diminue lui aussi.

La partie droite de la figure correspond au rapport des deux distributions en énergie et donc à l'efficacité de la radiodétection en fonction de l'énergie. Cette courbe montre donc que l'efficacité augmente effectivement avec l'énergie et atteint 50% à $10^{17.3}$ eV. La statistique n'est pas suffisante à plus haute énergie pour conclure mais il est probable que l'efficacité atteigne 100% vers 10^{18} eV. Ce résultat constitue d'une part une nouvelle preuve que les signaux observés sont bien reliés aux gerbes atmosphériques ayant déclenché l'acquisition et d'autre part, donne une bonne indication du seuil en énergie que l'on peut espérer pour une expérience de radiodétection des rayons cosmiques.

Le calcul des barres d'erreur pour la courbe d'efficacité (figure 5.14 à droite) utilise la formule de la loi binomiale. Soit p la probabilité de radiodétection d'un événement à une énergie donnée. Cette probabilité est estimée par le rapport des événements radio N_1 sur les événements scintillateurs N_2 : $R = \frac{N_1}{N_2}$. L'erreur sur R est donnée par :

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{\frac{N_1}{N_2} * (1 - \frac{N_1}{N_2})}{N_2}}$$

Cette formule est en fait valable lorsque N_1 est suffisamment grand et que R n'est pas trop proche de 1. En pratique, on applique cette formule lorsque $N_1 > 5$ et $N_2 - N_1 > 5$. Dans le cas contraire, on utilise des tirages Monte-Carlo sur des échantillons de taille N_2 en faisant varier p . Les barres d'erreur sont alors données par les intervalles de p pour lesquels 68% des tirages sont compatibles avec la valeur de R .

Une autre corrélation entre les événements détectés et l'énergie du rayon cosmique est illustrée sur la figure 5.15 représentant la multiplicité en fonction de l'énergie. L'axe des abscisses est en échelle logarithmique. L'énergie augmente avec la multiplicité car les champs électriques étant plus grands, le signal radio est détecté sur une distance plus grande.

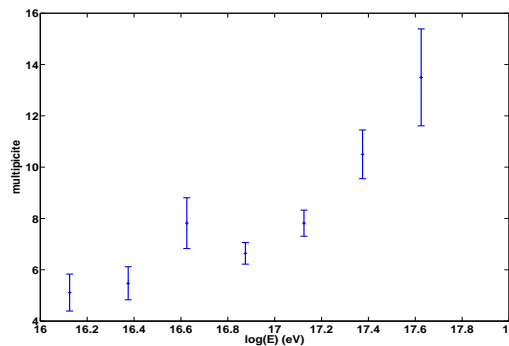


FIG. 5.15 – Multiplicité en fonction de l'énergie.

L'étude d'une corrélation entre le champ électrique et l'énergie n'est pas simple à mettre en oeuvre car elle nécessite notamment de prendre en compte la calibration entre antennes et le lobe des antennes. Cette étude n'a pas été traitée pour cette thèse mais a fait l'objet d'une autre thèse [37].

5.5 Mise en évidence d'un effet géomagnétique

La figure 5.16 comporte différentes représentations des directions d'arrivées des événements. La figure en haut, à gauche, représente la distribution de l'angle θ et celle à droite, la distribution de l'angle ϕ . La figure du bas est une représentation 2D des directions d'arrivée. Les événements tels que $90^\circ < \phi < 270^\circ$ viennent du sud.

En fonction de θ , le nombre d'événements augmente jusqu'à $\theta = 35^\circ$ puis diminue. En fonction de ϕ , on remarque un déficit d'événements au sud. Cet effet est également visible sur la figure du bas. La proportion d'événements venant du sud représente seulement 20% des événements détectés. On cherche les raisons de cette asymétrie nord-sud partant du fait que la distribution des directions d'arrivée des rayons cosmiques est isotrope. Comme on l'a vu sur la figure 5.3, l'asymétrie n'est pas liée au réseau de détecteurs de particules. Le dipôle est orienté le long de la direction est-ouest, il a donc une capacité de détection symétrique entre le nord et le sud. Enfin, le réseau d'antennes a la symétrie nord-sud par construction. L'asymétrie n'est donc pas liée non plus au réseau d'antennes. Dans la suite, on vérifie que l'hypothèse selon laquelle l'asymétrie observée serait due à une fluctuation statistique est fautive, puis on va montrer que cette asymétrie a pour origine le champ magnétique terrestre.

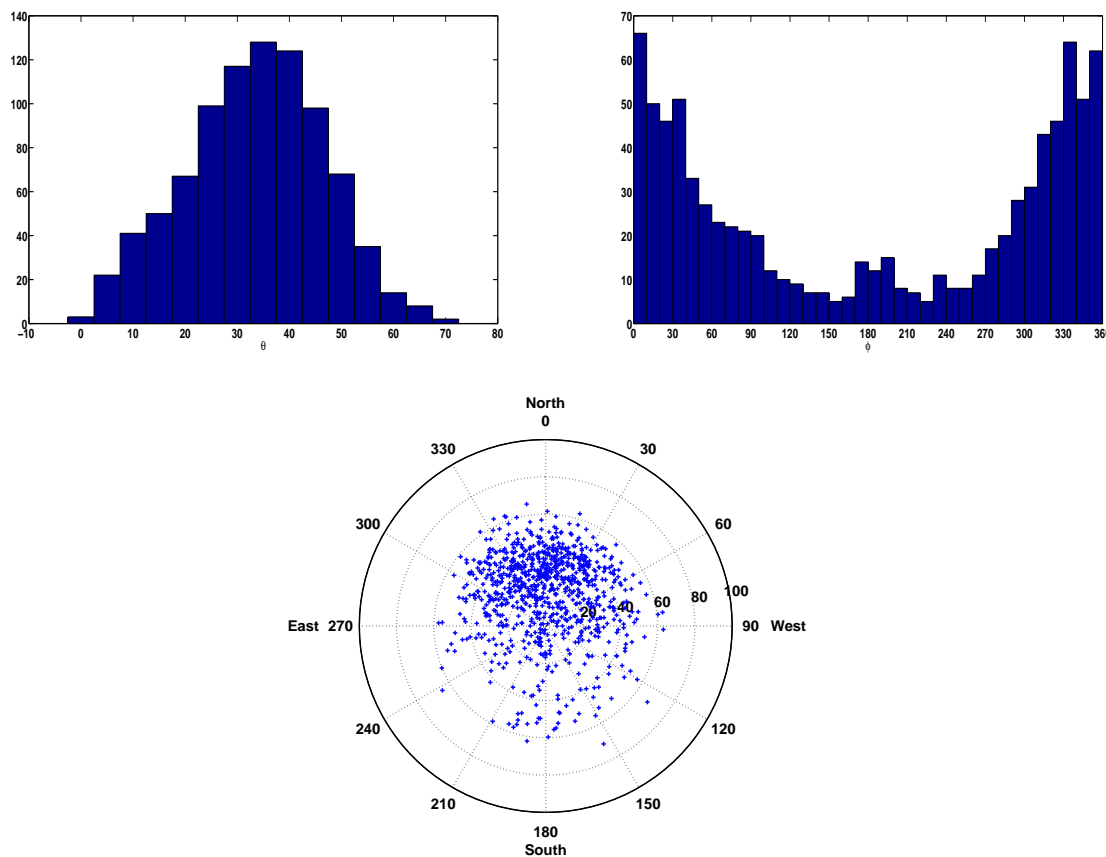


FIG. 5.16 – En haut, à gauche, distribution de l'angle zénithal θ et à droite celle de l'angle azimutal ϕ . En bas, représentation 2D des directions d'arrivée.

Une manière d'indiquer quantitativement que l'asymétrie n'est pas liée à une fluctuation statistique consiste à réaliser un test d'hypothèse. Posons l'hypothèse suivante : "il y a autant d'événements au nord qu'au sud". On dispose d'un lot de données de 872 événements pour lequel la provenance est soit le sud soit le nord. La variable aléatoire X désignant le nombre d'événements provenant du sud suit alors une loi binomiale de paramètre $p = 1/2$. Le nombre d'événements étant grand ($N = 872$), on approxime la loi binomiale par la loi normale de paramètres : $\mu = Np = 436$ et $\sigma = \sqrt{Np(1-p)} \approx 14.8$. Le test consiste à rejeter l'hypothèse si l'observation s'écarte trop de μ , précisément si elle appartient à l'ensemble de rejet trouvé de la manière suivante. On se fixe un seuil de confiance, par exemple de 95%, la loi normale étant symétrique, définir l'intervalle de rejet revient à

déterminer les nombres x_1 et x_2 tels que :

$$\int_0^{x_1} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dx = 2.5\%$$

$$\int_{x_2}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dx = 2.5\%$$

Par symétrie, on doit avoir $x_2 - \mu = \mu - x_1$. Il suffit donc de déterminer x_1 . On trouve $x_1 = 407$, on doit donc rejeter les valeurs de l'intervalle $[0,407]$ et par symétrie celles de l'intervalle $[465,872]$. Si le nombre d'événements venant du sud appartient à l'un de ces intervalles, l'hypothèse est à rejeter, ce qui est le cas puisque expérimentalement on trouve 174 événements venant du sud. L'hypothèse est également rejetée avec un seuil de confiance plus strict : pour 999‰, on obtient $x_1 = 387$ et pour $1 - 10^{-5}$, $x_1 = 371$. En fait, l'asymétrie est extrêmement significative puisque la valeur observée $x = 174$ s'éloigne de $(436 - 174)/14.8 \approx 18$ écarts types de μ .

On a observé que le rapport du nombre d'événements venant du sud sur le nombre total d'événements n'évolue pas au cours du temps [38]. Cette observation ne plaide pas en faveur d'une fluctuation statistique. De même, on peut affirmer que l'asymétrie nord-sud n'est pas liée à un défaut du détecteur qui suite à un problème technique présent une certaine période de temps aurait favoriser la détection d'événements provenant du nord.

A haute énergie, l'asymétrie nord-sud disparaît. Cela montre qu'elle est associée à un effet de seuil. Si à basse énergie seuls les événements qui viennent du nord sont détectés et à haute énergie tous les événements sont détectés, alors on comprend l'excès d'événements du nord lorsqu'on prend tous les événements et la disparition de l'asymétrie si on ne retient que les événements les plus énergétiques.

On peut également se demander si il existe une asymétrie est-ouest. Si on se reporte, à la figure 5.16, on s'aperçoit à première vue qu'il y a autant d'événements à l'est $180^\circ < \phi < 360^\circ$ qu'à l'ouest $180^\circ < \phi < 0^\circ$. Dans l'article [38], on montre que le rapport du nombre d'événements venant de l'est sur le nombre total d'événements est constant dans le temps et vaut 0.5. Il n'existe donc pas d'asymétrie est-ouest.

A la vue de ces résultats, on doit chercher l'explication de l'asymétrie observée dans les mécanismes générant un champ électrique lors du développement d'une gerbe. Si on se réfère aux mécanismes étudiés au chapitre 2, celui lié au champ magnétique terrestre, orienté au sud ($\phi = 180^\circ$) avec un angle zénithal θ de 27° , crée une asymétrie nord-sud. En effet, le champ géosynchrotron dont l'amplitude est proportionnelle à l'accélération qui dépend du produit vectoriel $\vec{v} \wedge \vec{B}$ donne un champ nul lorsque \vec{v} et \vec{B} sont orientés dans la même direction. Dans la

même configuration, le champ dû au courant transverse est également nul car la dérive des électrons fait aussi intervenir la force de Lorentz en $\vec{v} \wedge \vec{B}$ (terme en $\sin \beta$ dans l'expression du champ électrique). Au contraire, lorsque \vec{v} et \vec{B} sont orientés à angle droit, par exemple quand le rayon cosmique vient du nord, l'amplitude du champ électrique est maximum, le signal radio est alors plus facilement détecté.

Examinons quantitativement la possibilité que le champ électrique soit dû à un effet géomagnétique en supposant que son amplitude est proportionnelle au produit vectoriel $\vec{v} \wedge \vec{B}$. Cette hypothèse est ce qui ressort en première approximation du modèle géosynchrotron à petit paramètre d'impact, ainsi que du modèle avec le courant transverse. Le champ mesuré par l'expérience Codalema est selon la direction est-ouest, le signal varie donc selon $(\hat{v} \wedge \hat{B}) \cdot \vec{e}_{EW}$ qui est la projection du produit vectoriel de la direction de vol \hat{v} du rayon cosmique avec la direction \hat{B} du champ magnétique terrestre sur l'axe est-ouest. La quantité précédente a une dépendance non triviale en θ et ϕ et nous voulons voir si cette dépendance peut expliquer les comptages radio obtenus. En supposant que le nombre d'événements détectés est proportionnel à l'amplitude du champ électrique, on peut prévoir la répartition des directions d'arrivée en multipliant $(\hat{v} \wedge \hat{B}) \cdot \vec{e}_{EW}$ par le nombre d'événements par stéradian détectés par les scintillateurs. Le nombre N d'événements radio par stéradian selon cette hypothèse est donné par :

$$N \propto (\cos \theta \sin 27^\circ + \sin \theta \cos \phi \cos 27^\circ) \times \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{1 + \exp\left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_1}\right)} \quad (5.2)$$

Le terme entre parenthèses est la projection du produit vectoriel $\hat{v} \wedge \hat{B}$ sur l'axe est-ouest en valeur absolue. Le reste de la formule correspond à la distribution mesurée par les scintillateurs (cf 5.1). Les paramètres θ_0 et θ_1 sont ceux obtenus pour $E > 10^{16}$ eV qui est le seuil en énergie du réseau d'antennes. Le résultat obtenu est illustré à droite, sur la figure 5.17. A gauche, on a représenté le nombre d'événements par stéradian observé expérimentalement (cf figure 5.16 en bas).

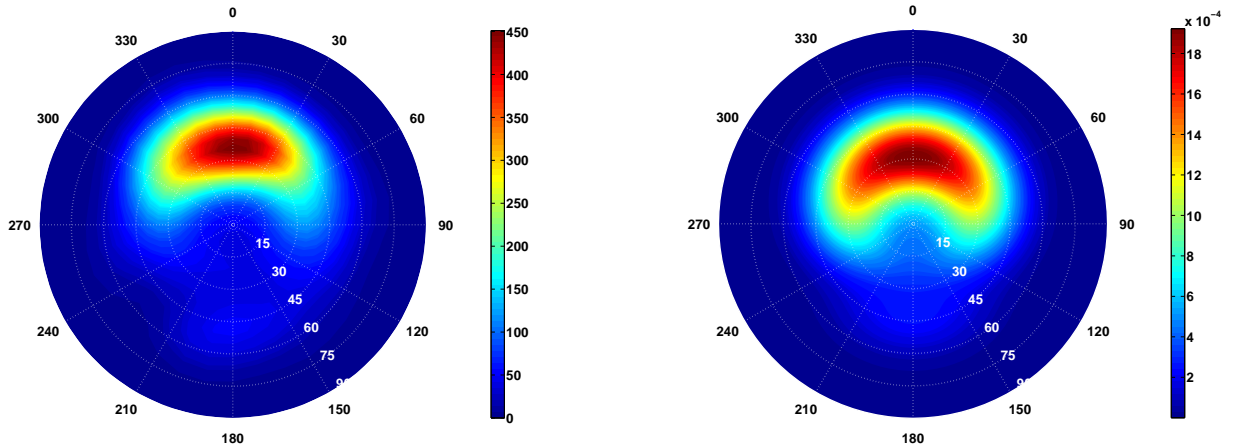


FIG. 5.17 – Représentation en densité de points, du nombre d'événements par stéradian, à gauche, à partir des données, à droite, à partir de l'équation 5.5.

Ces courbes sont obtenues en regroupant les points en secteurs $\Delta\theta \times \Delta\phi$, on normalise par la taille des secteurs et on attribue une couleur à la densité de points. Plus la couleur tend vers le rouge, plus la densité est élevée. Les deux figures sont très semblables : géométriquement, la forme obtenue est similaire ce qui confirme la présence du terme $(\hat{v} \wedge \hat{B}) \cdot \vec{e}_{EW}$ pour expliquer la dépendance angulaire ; aussi la transition du bleu au rouge montre une certaine ressemblance, ce qui indique que l'hypothèse de proportionnalité de N au terme $(\hat{v} \wedge \hat{B}) \cdot \vec{e}_{EW}$ est satisfaisante. La formule reproduit avec un très bon accord le nombre d'événements observé par secteur. On interprète alors l'asymétrie nord-sud comme étant une manifestation de l'effet géomagnétique, observable au voisinage du seuil de détection radio. Un événement d'énergie donnée est plus favorablement détecté au nord qu'au sud puisque le facteur $|(\hat{v} \wedge \hat{B}) \cdot \vec{e}_{EW}|$ y est plus grand.

Pour aller plus loin, on montre dans l'article [38] que la variable la plus appropriée pour décrire la force du signal radio est l'énergie pondérée par le produit vectoriel projeté : $E' = E \times |(\hat{v} \wedge \hat{B}) \cdot \vec{e}_{EW}|$. L'efficacité augmente avec cette variable et vaut 1 lorsque $E = 10^{17.4}$ eV. Pour être détectés, les événements dont le produit vectoriel projeté est faible, par exemple, ceux venant de l'est ou de l'ouest, doivent avoir une énergie plus grande que ceux venant du nord. Ce qui explique que la courbe d'efficacité (cf figure 5.14) n'atteint pas 100%.

Une première conséquence de l'observation précédente est que l'on peut prédire l'allure attendue pour la distribution du nombre d'événements radio si nos antennes étaient orientées dans la direction nord-sud. Une campagne d'observation pour confirmer cette prédiction est actuellement en cours. Une seconde

conséquence de l'étude serait le peu d'utilité de mesurer la polarisation verticale qui pour un champ électrique perpendiculaire à \vec{B} est toujours plus petite qu'une des composantes horizontales, compte-tenu de l'orientation du champ magnétique terrestre sous nos latitudes.

Dans ce chapitre d'analyse, après avoir vérifié que les caractéristiques du système de déclenchement, directions d'arrivées, énergies et positions des coeurs de gerbes sont conformes aux distributions attendues, nous avons étudié les événements radio. Nous avons pu établir que le front de particules détecté par les scintillateurs et le front d'onde détecté par les antennes coïncident et que le nombre d'événements correspondant à une coïncidence fortuite est très faible. Une étude attendue était celle de l'efficacité du réseau d'antennes en fonction de l'énergie. Cette étude a mis en évidence une corrélation entre les événements détectés et l'énergie du rayon cosmique. Nous avons d'autre part estimé la résolution angulaire du détecteur complet ainsi que du réseau d'antennes seul. Nous avons montré comment ces résolutions s'améliorent avec la multiplicité antenne. Enfin, nous avons montré que l'effet géomagnétique est le processus d'émission du champ électrique lié à une gerbe.

Conclusion

En 2006, les premiers résultats de l'expérience Codalema avaient montré la possibilité de mesurer le champ électrique associé à une gerbe. Ces résultats prometteurs s'appuyaient notamment sur la possibilité de déterminer la direction d'arrivée de la gerbe. La topologie particulière des champs électriques, c'est-à-dire, la décroissance du champ électrique en fonction de la distance à l'axe avait été observé. Même si cette piste reste à explorer, elle pourrait permettre d'identifier les événements liés aux gerbes atmosphériques.

Partant de cette situation, le travail de cette thèse a porté sur trois axes principaux. Le premier a consisté à utiliser un modèle théorique de calculs de champs électriques valable à grands paramètres d'impact. Le second a permis de développer une nouvelle méthode de détection des impulsions de champs électriques. Le dernier a consisté à effectuer une analyse des données en vue de déterminer la résolution angulaire du réseau et d'identifier le processus d'émission du champ électrique par les gerbes atmosphériques.

Les calculs théoriques de champ électrique à grands paramètres d'impact ont permis de dégager les principales propriétés dans le cas où l'émission serait liée à l'action du champ géomagnétique. Nous avons établi les différences et similarités pour les deux processus étudiés : la contribution géosynchrotron et celle du courant transverse. Parmi les différences qui permettraient d'identifier le processus dominant, on distingue :

- la forme bipolaire du champ lié au courant transverse, même si le filtrage complique la tâche.
- le motif de polarisation : pour l'instant on ne dispose que de la composante est-ouest, une deuxième composante est nécessaire.

L'exploitation de ce modèle a montré que l'observation de gerbes atmosphériques initiées par une particule primaire d'énergie 10^{19} eV requiert de grands réseaux avec un pas de l'ordre du km.

L'utilisation de la méthode LPC a augmenté la statistique des événements détectés d'environ 30%. Cette méthode s'avère plus efficace que la méthode pré-

cédente car elle permet de détecter des impulsions dont le rapport signal sur bruit est plus faible. Nous avons également étudié comment la méthode LPC atténue les contributions liées aux divers émetteurs détectés sur le site expérimental. Nous avons vu que pour optimiser la méthode, il faut choisir judicieusement le nombre de coefficients du filtre LPC. Nous avons aussi vérifié que cette méthode ne dégrade pas la résolution angulaire et temporelle.

Le nouveau dispositif expérimental déployé depuis 2006 fournit une estimation de l'énergie. Le premier résultat important découlant de l'analyse des nouvelles données est la mise en évidence d'une corrélation entre les événements détectés en radio et l'énergie du rayon cosmique. Les événements sont détectés lorsque leur énergie vaut environ 10^{16} eV et leur proportion augmente ensuite démontrant une corrélation entre le nombre d'événement et leur énergie. Par ailleurs, nous avons également pu estimer la résolution angulaire du réseau. Cette résolution qui s'améliore avec la multiplicité des antennes est de l'ordre de quelques degrés, et autorise donc l'analyse des directions d'arrivées. Enfin, le dernier résultat important a été l'observation d'une asymétrie nord-sud dans la répartition des directions d'arrivée. Cette asymétrie est associée à un effet de seuil puisqu'elle disparaît à haute énergie. Parmi les mécanismes d'émission de champ électrique au sein d'une gerbe, seul celui lié au champ magnétique terrestre crée une asymétrie. Ainsi, on a pu expérimentalement prouver la prédiction admise quant au mécanisme d'émission.

Annexe A

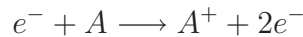
Définitions et formules

A.1 Les processus physiques intervenant lors du développement d'une gerbe atmosphérique

On détaille les principaux processus physiques selon la nature des particules.

Les électrons et les positrons

Ionisation Les électrons jusqu'à la centaine de MeV, interagissent de manière prépondérante avec les électrons des atomes constituant le milieu traversé. L'électron incident transfère une partie de son énergie à un électron de l'atome cible, celui-ci est alors expulsé du cortège électronique et il y a ionisation de l'atome :

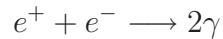


Si l'électron qui s'échappe à une énergie suffisamment grande, celui-ci va à son tour pouvoir ioniser le milieu.

Bremsstrahlung Les électrons interagissent de manière prépondérante par Bremsstrahlung à partir de l'énergie critique, énergie à laquelle les pertes d'énergie par Bremsstrahlung et ionisation sont équivalentes. Cette énergie critique est environ 100 MeV dans l'air. L'électron incident est freiné et dévié de sa trajectoire lors de son interaction avec le champ coulombien des noyaux de la matière traversée. Il y a émission d'un rayonnement de freinage : le Bremsstrahlung.

Annihilation du positron En plus de ce qui arrive aux électrons, les positrons peuvent s'annihiler avec des électrons atomiques. Lorsqu'un positron perd toute son énergie cinétique dans le milieu dans lequel il se trouve, il résulte de sa collision

avec un électron, deux photons :



Effet LPM À très haute énergie, les électrons (et les photons) peuvent interagir de manière cohérente avec plusieurs atomes, ces diffusions multiples engendrent un effet d'interférence nommé effet LPM, pour Landau, Pomeranchuk et Migdal, les physiciens à l'origine de la découverte. Les sections efficaces des processus de création de paires et de Bremsstrahlung sont alors fortement réduites par rapport à celles données par la formule de Bethe-Heitler. Pour des gerbes initiées par un photon d'énergie 10^{20} eV, la position du X_{\max} est plus profonde dans l'atmosphère, le développement longitudinal de la gerbe est plus lent. Ceci permettrait d'identifier les gerbes initiées par un photon.

Les photons

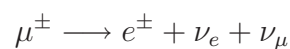
Effet Compton Les photons interagissent préférentiellement par effet Compton jusqu'à quelques dizaines de MeV. Il s'agit de la diffusion d'un photon sur un électron du milieu traversé, une partie de l'énergie du photon incident est transféré à l'électron :



Création de paires Lorsqu'un photon pénètre dans le champ coulombien d'un noyau, il peut se matérialiser en une paire e^+/e^- . Ce processus prend le pas sur l'effet Compton à haute énergie. Cet effet de matérialisation peut aussi se produire au voisinage d'un électron.

Les muons

Les muons de haute énergie interagissent avec l'atmosphère par ionisation, Bremsstrahlung, création de paires e^+/e^- et interactions photo-nucléaires. À basse énergie, ils se désintègrent :



Les hadrons

Les pions chargés de haute énergie interagissent tant que leur longueur d'interaction est plus courte que leur longueur de radiation. Il résulte de ces interactions d'autres pions chargés et des pions neutres :

$$\pi^{\pm} \longrightarrow n\pi + X$$

A partir d'une énergie critique qui vaut environ 9 MeV, les pions chargés se désintègrent en produisant des muons :

$$\pi^{+} \longrightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}$$

$$\pi^{-} \longrightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu}$$

Du fait de la courte durée de vie, les pions neutres n'interagissent pratiquement pas et se désintègrent dans environ 99% des cas en produisant 2 photons :

$$\pi_0 \longrightarrow 2\gamma$$

L'interaction d'un proton avec un nucléon d'un noyau d'air produit des pions de toutes charges et des particules étranges, des fragments de spallation et des neutrons qui s'évaporent du noyau.

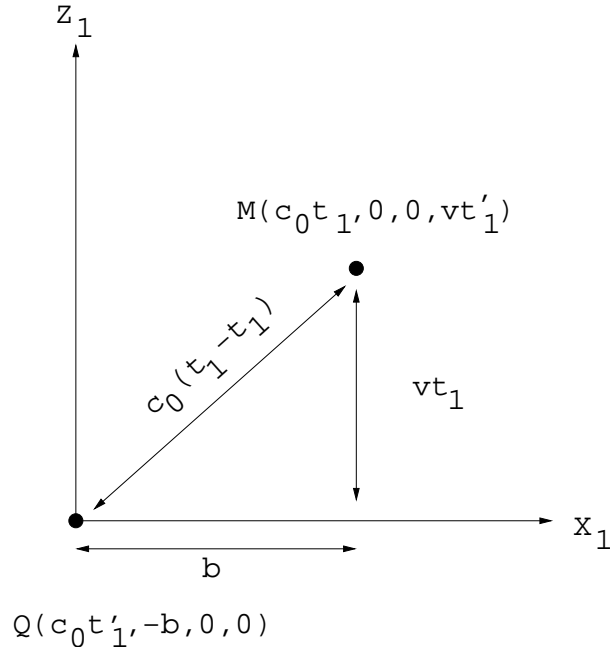
La collision d'un noyau avec un noyau d'air produit des pions. Les deux noyaux éjectent des fragments de spallation. Les fragments du noyau cible peuvent interagir à leur tour.

A.2 Calcul de la relation entre le temps d'émission t' et le temps de réception t :

En pratique, le système de particules que l'on est amené à considérer possède une charge électrique variable. Il est alors utile de savoir passer du temps d'émission au temps de réception et inversement. Dans la discussion ci-dessous, t représente le temps auquel le signal arrive sur l'antenne. Pour faire le lien avec le système de charges, il est utile de se demander à quel instant t' , le signal reçu à t sur l'antenne a été émis par la charge. Dans le référentiel R1, les temps correspondants sont appelés respectivement t'_1 et t_1 .

On vérifie facilement grâce à l'illustration ci-dessus, que dans R1 le signal reçu en $M(t_1)$ a été émis à t'_1 tel que :

$$c_0(t_1 - t'_1) = \sqrt{v^2 t_1^2 + b^2}$$



Sachant que par transformation de Lorentz, on trouve $t_1 = \gamma t$ et $t' = \gamma t'_1$, on obtient en remplaçant :

$$t' = \gamma^2 \left(t - \frac{1}{c_0} \sqrt{v^2 t^2 + \frac{b^2}{\gamma^2}} \right)$$

Dans le cas $-ct' \gg b \gg ct$ et $v \approx c$, on obtient :

$$t' = \gamma^2 \left(t - \frac{t}{c} \sqrt{1 + \frac{b^2}{\gamma^2 (ct)^2}} \right)$$

D'où après un développement limité la relation :

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

A.3 Etablissement de la formule simplifiée du champ géosynchrotron :

Cette annexe détaille le calcul du champ électrique géosynchrotron pour le modèle ponctuel et l'approximation des petits angles.

Le champ électrique d'une charge q d'accélération \vec{a} est :

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon c^2} \frac{\vec{R} \wedge \left((\vec{R} - R\vec{v}/c) \wedge \vec{a} \right)}{|R - \vec{R} \cdot \vec{v}/c|^3} \quad (\text{A.1})$$

On considère la situation illustrée par la figure A.1.

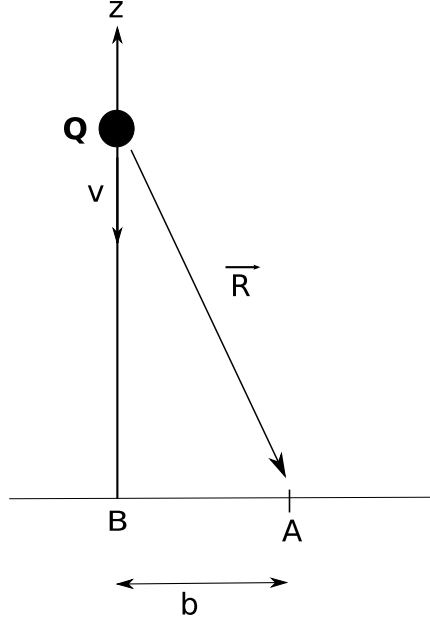


FIG. A.1 – Illustration de la situation géométrique considérée.

Pour un électron, la charge vaut $q = -e$ et pour un positron, $q = +e$, comme ces deux particules sont accélérées dans des directions opposées, un électron produit le même champ électrique qu'un positron. Donc dans le modèle ponctuel, pour un nombre total de N électrons et positrons, on obtient :

$$\vec{E} = \frac{Ne}{4\pi\epsilon c^2} \frac{\vec{R} \wedge \left((\vec{R} - R\vec{v}/c) \wedge \vec{a} \right)}{|R - \vec{R} \cdot \vec{v}/c|^3} \quad (\text{A.2})$$

Regardons comment s'écrivent alors les différents vecteurs de la formule A.2.

$$\vec{R} = b\vec{e}_x + vt'\vec{e}_z$$

$$\vec{R} - R\vec{v}/c = \begin{vmatrix} b & & 0 \\ 0 & +c(t-t') & 0 \\ vt' & & \frac{v}{c} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b \\ 0 \\ vt \end{vmatrix}$$

Le numérateur de l'équation A.2 vaut donc :

$$\begin{aligned} \vec{R} \wedge \left[(\vec{R} - R\vec{v}/c) \wedge \vec{a} \right] &= \begin{vmatrix} b \\ 0 \\ vt' \end{vmatrix} \wedge \left(\begin{vmatrix} b \\ 0 \\ vt \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} a_x \\ a_y \\ 0 \end{vmatrix} \right) = \begin{vmatrix} b \\ 0 \\ vt' \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} -vta_y \\ vta_x \\ ba_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -vt'vta_x \\ -vtvt'a_y - b^2a_y \\ bvt'a_x \end{vmatrix} \\ &= \begin{vmatrix} b^2a_x/2 \\ -b^2a_y/2 \\ 0 \end{vmatrix} \end{aligned}$$

Nous avons utilisé le fait que $v \approx c$ et la relation approchée entre t et t' qui s'écrit : $ct'ct = \frac{-b^2}{2}$. Comme dans le cadre de notre modèle, on a la relation : $ct' \gg b \gg ct$, on peut négliger le dernier terme.

Il reste à établir l'expression approchée du dénominateur :

$$R - \vec{R} \cdot \vec{v}/c = c(t - t') + \begin{vmatrix} b \\ 0 \\ vt' \end{vmatrix} \cdot \frac{1}{c} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{vmatrix} = ct$$

D'où l'expression simplifiée pour la norme du champ géosynchrotron :

$$\|\vec{E}\| = \frac{Ne}{4\pi\epsilon_0} \frac{b^2a}{2} \frac{1}{(ct)^3} \quad (\text{A.3})$$

La norme de \vec{E} ne dépend pas de l'orientation relative de \vec{BA} et \vec{a} . Pour la polarisation, on remarque que si $a_x = 0$, \vec{E} est opposé à \vec{a} alors que $a_y = 0$, \vec{E} est dans le sens de \vec{a} . Cette propriété donne le motif de polarisation de la figure 3.6.

Annexe B

Publication

Radioelectric fields from cosmic-ray air showers at large impact parameters

Thierry Gousset, Jacob Lamblin, Sandra Valcares
*Subatech – Université de Nantes, Ecole des Mines
de Nantes, IN2P3/CNRS – Nantes, France*

Abstract

We discuss electric field generated by cosmic ray air showers at large impact parameter. An approximation relevant to this situation is put forward that enables us to capture some essential features of the radio signal with important observational consequences.

1 Introduction

There is nowadays a renewed interest in the extensive air shower radio detection technique [1, 2]. Results have been obtained which improved on both the experimental and theoretical exploratory studies that took place during the sixties. An illuminating review of this early phase is given in Ref. [3].

From the theoretical point of view, several comprehensive frameworks have been completed or initiated in the last five years [4, 5]. The most advanced approach is by Huege and collaborators [4, 6, 7]. It gives a wealth of detail on the pattern of radio emission with different level of sophistication for how the shower development is taken into account. More recently Scholten and Werner proposed a different approach [5]. The present study can be seen as a follow-up of the latter work as it exploits a limiting behavior, the so-called *pointlike approximation*, motivated in Ref. [5]. We give a somewhat different and complementary motivation for arriving at the same approximation. Our derivation follows a line of reasoning suggested in Ref. [3]. It makes it possible to extend the approximation to the case of non vertical showers and also to get the corresponding expression for the electric field considered in Ref. [4].

We believe that, however crude the approximation may be, it might be useful in the present stage of mastering the radio detection technique when progress are made using a delicate mix of physical prejudices and empirical facts. This is provided that the model captures some essential features of the phenomenon. For the approximation at hand a point that can be put forward is the direct relationship at large impact parameter between the time-development of an air shower and that of its radio component. This has two testable

consequences. First, the decrease of the high-frequency cutoff of the electric field spectrum when the impact parameter rises: this has never been seen in experiment so far and is a crucial test for our understanding of radio emission. Next, the sensitivity of the radio component to the beginning of the shower development, making radio complementary to traditional techniques for that matter.

The derivation of the electric field expressions in the pointlike approximation is given in Sect. 2 for both the transverse current and the geosynchrotron approaches. This leads us to discuss the differences between the two approaches concerning on the one hand their phenomenologies and on the other hand their physical motivations. The section ends in a discussion of the domain of impact parameters and frequencies where the approximation makes sense. The relationship between the time pulse and shower evolution is investigated in Sect. 3, showing the importance of the Doppler effect. Sect. 4 is devoted to questions concerning a very large array, a natural topic for an application of large impact parameter calculations. Our main observations are collected in Sect 5.

2 The pointlike model

2.1 Electric field expressions

A cosmic-ray air-shower is a charge and current system whose electromagnetic field carries genuine informations on some important aspects of the shower. Because the shower front moves at about the speed of light, the electromagnetic signals emitted in the forward direction by the shower core at various stages of the shower history all travel with the particle front. Thus only at observation points located at sufficiently large impact parameters, i. e., away from the forward direction, the sequence of emissions results in a sequence of receptions, and the collected pulse is a reflection of the shower evolution. This is because the time scale *at reception* associated with the shower development becomes much larger than those coming from the shower extension. The hierarchy of time scales relevant at large impact parameters is thoroughly studied in Ref.[3].

This hierarchy suggests a model where all time scales but that due to shower evolution are set to zero. Setting time scales associated with the shower extension to zero corresponds to neglecting the shower extension altogether, hence taking the shower as a pointlike system. Of course, this is only meant as a model for the densest part of the shower core where most of the ultrarelativistic charges stand. As discussed in Sect. 2.3, this model makes sense for impact parameters in the km range and at not too large frequencies.

The explicit expression for the electric field depends on the origin of charge separation. For electron-positron separation in the Earth magnetic field, two possibilities have been explored recently, considering that the electric field is generated either by charge acceleration (geosynchrotron emission) [4] or by charge drift [5]. Both will be considered here in order to show the flexibility of our approach and to gauge the sensitivity of some results.

For a given mechanism of charge separation the expression of the electric field in the model is essentially an adaptation of the relevant textbook formula to the case where the

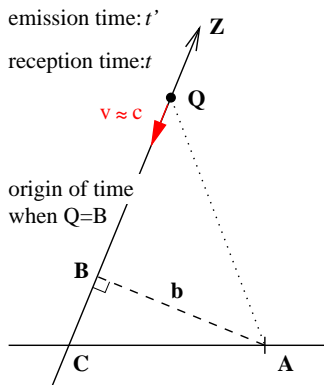


Figure 1: Geometry and notations. In addition, $R = \overline{QA}$ and $\vartheta = (\vec{v}, \overline{QA})$.

number of elementary charges N_{ee} evolves with time. Such a scheme was already followed in Ref. [8]. There it is also explained that at a given impact parameter b two effects are in competition for building the electric field. These are the inverse distance $1/R$ (notations in Fig. 1) between the charge and the observation point and the Doppler factor

$$\left(\frac{\partial t}{\partial t'}\right)^{-1} = \frac{1}{1 - n\beta \cos \vartheta}$$

(t' is the emission time, t is the reception time, $\vartheta = (\vec{v}, \overline{QA})$, n is the refractive index and $\beta = v/c$). The larger both factors are the larger is the field. For n very close to 1 (air) and v very close to c , the Doppler factor singles out very small angles (for $n = 1$, $\vartheta = O(1/\gamma)$). The most favourable situation is therefore at small b . However, if we insist on having a somewhat larger b (so that the pointlike model may apply) then the combination N_{ee}/R will single out finite angles¹ in contradistinction to the Doppler factor. The competition is illustrated in Fig. 2 as a function of Z (the relation between Z and ϑ is $Z = b/\tan \vartheta$).

As a result of the above competition, the electric field picks up its largest magnitude in a region of small but not too-small angle where the following conditions are fulfilled:

- $\vartheta \ll 1$, the Doppler contraction plays a role, so that relativistic features of radiation are partly kept,
- $\vartheta \gg \sqrt{|1 - n\beta|}$. For such angles, deviations from 1 for both the refractive index n and the particle/shower speed β are irrelevant. (See also Fig. .2.)

This is this regime which is put forward in the present study. The second item leads to approximate

$$v \approx c/n \approx c.$$

¹This is not true for very inclined showers if b is kept in the km range. For this reason inclinations were limited to $\theta \leq 60^\circ$ in the present study.

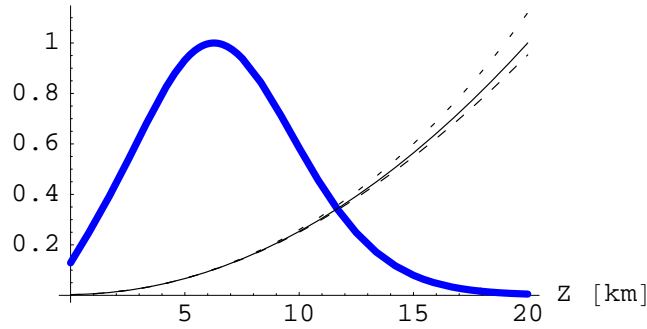


Figure 2: Shape of N_{ee}/R ($\theta = 45^\circ$) [thick line] and that of $1/(1 - n\beta \cos \vartheta)$ ($b = 1.5$ km, $n = 1$, $\beta = 1$ [solid], $n = 1$, $\gamma = 60$ [long dashes], $n = 1.0003$, $\beta = 1$ [short dashes]).

Taking the geometry shown in Fig. 1, the angle range $\vartheta \ll 1$ translates into ($\vartheta \approx \tan \vartheta = b/(-ct')$)

$$t' < 0 \quad \text{and} \quad b \ll -ct'$$

and the retarded time relation, $ct = ct' + R$, using $ct' = -b/\tan \vartheta$ and $R = b/\sin \vartheta$, leads to the following relation between t , t' and b

$$ct ct' \approx -b^2/2. \quad (1)$$

This greatly simplifies the computation of the electric field since all source based time dependences can be expressed as function of t and b , i.e. observer based quantities. The transverse current field reads

$$\vec{E}_v(t, A) = (N_{ee}(t') + t' \dot{N}_{ee}(t')) \frac{e \vec{v}_T}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{1}{(ct)^2} = \frac{e \vec{v}_T}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{4(ct')^2(N_{ee}(t') + t' \dot{N}_{ee}(t'))}{b^4}. \quad (2)$$

A complete derivation can be found in Ref. [5]. We give some details in the Appendix and also on how to arrive at the geosynchrotron field that reads

$$\vec{E}_a(t, A) = N_{ee}(t') \frac{e a_T \vec{\epsilon}}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{b^2}{2(ct)^3} = \frac{e a_T \vec{\epsilon}}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{4(ct')^2(-t' N_{ee}(t'))}{b^4}. \quad (3)$$

a_T is the transverse acceleration (transverse with respect to the shower axis) and $\vec{\epsilon}$ is a unit vector showing the polarization which is perpendicular to the shower axis and such that

$$(\vec{B}_T, \vec{\epsilon}) = \frac{\pi}{2} + 2 \times (\vec{B}_T, \vec{BA}). \quad (4)$$

In Eqs. (2) and (3), the first expressions make it easy to recognize the one-particle field approximation in the relevant ϑ range, setting $N_{ee}(t') \rightarrow \text{const.}$, whereas the second expressions are useful for discussing scaling relations with b , see Sect. 2.2.

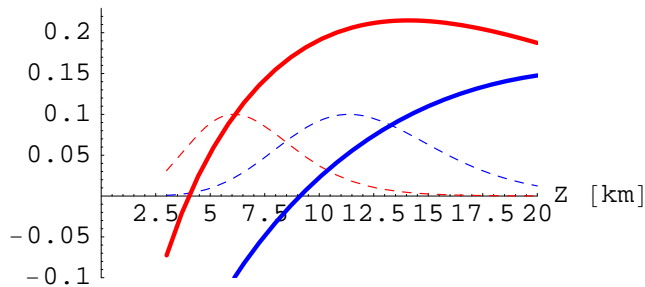


Figure 3: $\frac{d}{dt'}(t' N_{ee}(t'))/(t' N_{ee}(t'))$ in μs^{-1} for $\theta = 0$ (left) and 45° (right). Dashed curves show the respective behavior of $t'^2 N_{ee}(t')$, rescaled so that the maximum = 0.1, to help focus on the region of interest.

2.2 Comparisons

Eq. (2) shows that the magnitude of the field writes as a function of t' divided by b^4 . As noticed in Ref. [5], because of Eq. (1) this means that the electric field pulse duration scales as b^2 and its peak value as $1/b^4$. Eq. (3) shows that the same properties hold for the geosynchrotron field.

The functional dependence on N_{ee} is different for E_v and E_a . E_a is proportional to $t' N_{ee}(t')$ whereas E_v goes like the derivative with respect to t' of this quantity. As a consequence it is easily checked that the time integral of $\vec{E}_v(t, A)$ is zero, i.e., the E_v pulse is strictly bipolar [5]. The E_a pulse is predominantly monopolar. Sect. 3 is devoted to the discussion of the shower evolution dependence of the electric pulse.

As for comparison of magnitudes, the fields in the pointlike approximation are in proportion of

$$v_T \times \frac{d}{dt'}(t' N_{ee}(t')) \text{ vs } a_T \times (t' N_{ee}(t')). \quad (5)$$

This amounts to comparing the ratio v_T/a_T to a shower development quantity. These are genuinely different quantities, which has a consequence on their orders of magnitude, but also on their parametric dependences. Fig. 3 displays $\frac{d}{dt'}(t' N_{ee}(t'))/(t' N_{ee}(t'))$ in μs^{-1} for two zenith angles. The estimate given in the Appendix B leads to $v_T/a_T = 0.67 \mu\text{s}$. Consequently the peak value of the E_v field is one order of magnitude smaller than the E_a field. The parametric dependence of this hierarchy can be discussed by looking at the involved scales. Physically, the shower development is best described in terms of slant depth, X , and a scale ΔX in this development can be transformed into a length scale by dividing by the air density at the point of interest, $\Delta X/\rho_{\text{air}}$. The ratio $v_T/a_T \sim \tau$ is given by the lifetime of a particle (ultrarelativistic electron or positron) in the shower core [9],

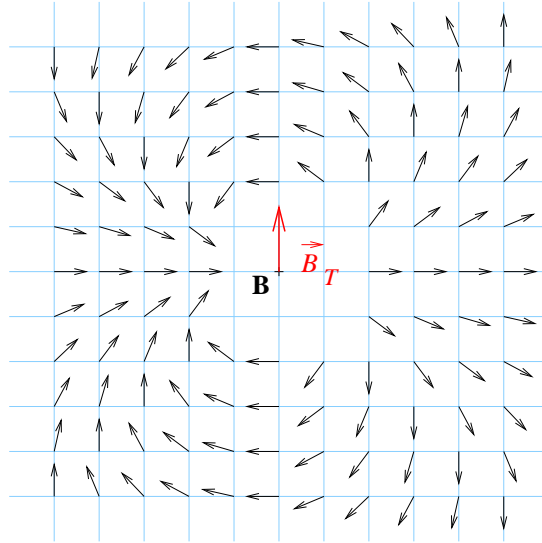


Figure 4: Polarization map for a shower going through the map at point B. Acceleration of positrons is to the right but the polarization is not always opposite to it. (Polarization of E_v would be to the left everywhere.)

see also the Appendix B. Since $c\tau \sim X_0/\rho_{\text{air}}$ the relative strength of E_v and E_a is given by the relative strength of X_0 and ΔX . The above discussed hierarchy can be seen as a consequence of $\Delta X \gg X_0$. However, no strong variation of this hierarchy was found when changing shower characteristics, such as inclination or energy.

Eq. (5) suggests that E_v and E_a are two components that derive from a single quantity. This fact may be connected to the occurrence of *angular polarization* in Ref. [3], which is the *single* quantity from which the total electric field derives in the latter formalism. In the present formulation, however, the relationship is less apparent when polarization is considered. Polarization of the velocity field is simply given by the direction of \vec{v}_T , i.e. perpendicular to the plan formed by the shower axis and the magnetic field. That of the geosynchrotron field, see Eq. (4) and Fig. 4, is more complex: it is still perpendicular to the shower axis, but not always in the direction of \vec{a}_T , hence giving another way to distinguish between E_v and E_a . The pattern shown in Fig. 4 is a purely relativistic effect. For a single charge this kind of polarization occurs at angle such that $\cos\vartheta < n\beta$, i.e., precisely the regime where the pointlike approximation is formulated (see Sect. 2.1). The polarization pattern obtained in the general geosynchrotron approach is even more complex. In the latter approach, at an observation point located at small b some particles are emitting at very small angles ($\cos\vartheta > n\beta$) while others are emitting at larger angles resulting in a highly non trivial pattern. However, it is possible to understand qualitatively this pattern as a superposition of a small-angle component, opposite to the acceleration, and a large

angle one with the pattern shown in Fig. 4: for antennas located at the North or the South of B (we refer to the cardinal points on the map with North to the top as usual) both fields add and the result is purely EW; for points East or West of B there is a partial cancellation but the superposition remains EW; for direction NE and the like both an EW and a NS component show up. (See Fig. 3 in Ref. [6].)

As a matter of fact E_v and E_a are genuinely different. The difference has its roots in the underlying physical picture. For the E_v field the picture is that of drifting charges much as in a conductor in a stationary state: charges are constantly accelerated by the external field but acceleration due to collisions is, on average, opposite to this external field acceleration, and coherence implies that any radiation is that of a system with no net acceleration. In the E_a approach on the contrary collisions are considered to be inefficient to alter the radiation associated to the external field acceleration and are disregarded (in the conductor picture this would correspond to the transient regime). A dedicated study of shower evolution is necessary in order to see which picture is the right one (or which mix is effectively relevant). Naively, the scales involved have a tendency to promote the drifting regime since the timescale for collision is τ which is smaller than the timescale for evolution of the shower as a whole. In the following when limiting a study to one field the E_v situation will be considered.

2.3 Validity

As was explained in Sect. 2.1, the pointlike approximation requires that the shower evolution, *as seen by an observer*, has a time scale much larger than those due to the shower extension. The relevant time scales were studied in detail in Ref. [3] and we will essentially reproduce the reasoning here, extending the consideration to somewhat larger b and also to inclined showers.

Allan makes his estimate for a vertical shower with energy around 10^{17} eV. He first estimates a rise time for the pulse associated with the shower evolution (the so-called obliquity effect in Ref. [3]) by computing the time elapsed between the reception of a signal emitted at a height 10 km (shower “start”) and that at a height 5 km (shower maximum). At small b , the shower evolution alone, i.e., the function $f_1(t') = N_{ee}(t')$, leads to the above choices for ‘start’ and ‘max’. At larger b , Eqs. (2) and (3) show that it is rather $f_2(t') = t'^2|N_{ee} + t'\dot{N}_{ee}|$ or $f_3(t') = |t'|^3 N_{ee}(t')$ that drive the pulse behaviors. Values of $Z = -ct'$ at which f_1 , f_2 , and f_3 go through their first maxima are given in Table 1, for various inclinations and energies $E_p = 10^{19}$ and 10^{17} eV.

The rise time (multiplied by c) is, using Eq. (1),

$$\Delta_g = \frac{b^2}{2Z_{\max}} - \frac{b^2}{2Z_{\text{start}}},$$

where Z_{start} gives an estimate for the signal start. In Allan’s estimate, $Z_{\text{start}} = 2Z_{\max}$ and $\Delta_g \approx b^2/(4Z_{\max})$. This gives the main scaling behavior of Δ_g . More precisely, defining a starting point as the instant at which the relevant function (f_2 or f_3) reaches 10% of its

θ	max f_1	max f_2	max f_3	θ	max f_1	max f_2	max f_3
0	2.5	7.5	6	0	4	9	8
30	4.5	9.5	8	30	6.5	12	10
45	8	13.5	11.5	45	10.5	16.5	14
60	17	24.5	21	60	20.5	28.5	24.5

Table 1: Z_{\max} in km: $E_p = 10^{19}$ eV (left) and $E_p = 10^{17}$ eV (right).

maximal value, Δ_g is 90% of $b^2/(4Z_{\max})$ for vertical showers and $2/3$ of $b^2/(4Z_{\max})$ for 60° -inclined showers.

Following estimates of Ref. [3] the timescale criterion for the pointlike approximation reads

$$\Delta_g \gg \Delta_r = \frac{br}{Z}, \quad \Delta_g \gg \Delta_l = l,$$

where r and l are characteristic lateral and longitudinal displacements in the shower. For electrons and positrons of critical energy [3]

$$r = \frac{40 \text{ m}}{p[\text{atm}]},$$

and

$$l = \frac{3 \text{ m}}{p[\text{atm}]}.$$

The criterion $\Delta_g \gg \Delta_r$ gives $b \gg 4r$. For a 10^{19} eV shower, the maximum of f_2 or f_3 occurs around a 10 km height where $p = 0.3$ atm, leading to $4r \approx 500$ m. The second criterion, $\Delta_g \gg \Delta_l$, is equivalent to $b \gg \sqrt{4Z_{\max}l}$. Plugging f_2 maxima for the 10^{19} eV case gives

$$b \gg 2\sqrt{Z_{\max}l} = 0.6, 0.7, 0.8, 1 \text{ km},$$

respectively, for inclinations $0, 30, 45$ et 60° . The figures show that it is the second criterion that is the most relevant.

Consideration of length scales is also important in the frequency domain. When $\Delta_g \gg \Delta_l$ and $\Delta_g \gg \Delta_r$ the loss of coherence is set by obliquity at a frequency $\nu_c \sim c/(2\pi\Delta_g)$. Since $\Delta_g \propto b^2$, an important signature of shower radio emissions is provided by the observation of this scaling law for ν_c at large b . There is also an upper bound for application of the pointlike approximation in the frequency domain given by $\nu'_c \sim c/(2\pi\Delta_l)$. Taking $\Delta_l = 3 - 10$ m gives $\nu'_c = 5 - 15$ MHz. These figures are also put forward in Ref. [3]. It should be noted that the experimental situation is not clear concerning the loss of coherence at small b where the scales Δ_l and Δ_r are still relevant ($\Delta_g \rightarrow 0$). It seems that a more or less flat spectrum has been observed around 50 MHz [11]. Such results call for confirmation but it may well be that the above figures for ν'_c are underestimated making the range of applicability of the pointlike model extending somewhat beyond 5 - 15 MHz. In anycase observation of loss of coherence is one of the major goal to be achieved by the present radio detection experiment.

3 Deciphering the shower profile

3.1 Pulse shapes and spectra

A selection of pulse shapes and spectra is shown in Fig. 5 for showers of energy $E_p = 10^{19}$ eV and $X_{\max} = 770$ g/cm² and an observer at $b = 1$ km.

The explicit relationship between the pulse shape and the time evolution of the shower charge number is given in Eq. (2). Besides the overall factor, the Doppler-like effect, $t' \rightarrow t$, distorts the time dependence. From Eq. (1):

$$\frac{\partial t}{\partial t'} = \frac{1}{2} \left(\frac{b}{ct'} \right)^2.$$

Early times (corresponding to t' negative and large) getting more contracted than later times. This explains the sharp rise, the slower decay, and the even slower undershoot of the pulse shown in Fig. 5.

The variation of risetime with θ was already discussed in Sect. 2.3. The probing of earlier stages when θ increases affects pulse shape and has the tendency to give larger fields. To get the complete change this increase has to be combined with the overall amplitude modification coming from the variation of $v_T \propto \sin \alpha(\theta, \varphi)$. At fixed θ the azimuth dependence is only through the latter overall factor. Also remember that the b dependence is simple in the approximation: pulses for another b can be deduced from Fig. 5 knowing that times are $\propto b^2$ and amplitudes are $\propto 1/b^4$.

Much of these features have of course counterparts in spectrum. For the b dependence the simple form $f(t')/b^4$ for the field Eq. (2) together with Eq. (1) leads to

$$F(\nu, b) = \int dt \frac{f(t')}{b^4} e^{2i\pi\nu t} = \frac{1}{b^2} \int dt' \frac{f(t')}{2(ct')^2} e^{-i\pi\nu(b/c)^2/t'}$$

which implies that

$$F(\nu, b) = \left(\frac{b_0}{b} \right)^2 F(\nu b^2/b_0^2, b_0).$$

As for the time pulse, it is thus possible to obtain a spectrum at another b from Fig. 5 taking into account that frequencies and spectrum magnitude are both $\propto 1/b^2$.

The spectrum is 0 at 0 (*bipolarity*), goes through a maximum in the MHz range for $b = 1$ km and then falls off almost as a pure exponential (*loss of coherence*) at least at not-too-large θ . At $\theta = 60^\circ$ the loss of coherence starts beyond 10 MHz, i.e., a value comparable to the estimate given for ν'_c , reminding us that the pointlike approximation is marginally applicable at $b = 1$ km for this large inclination (see Sect. 2.3).

3.2 Sensitivity to shower rise

An interesting consequence of the Doppler distortion lies in the greater sensitivity of the radio signal to the beginning of the shower. An illustration of this feature is shown in Fig. 6.

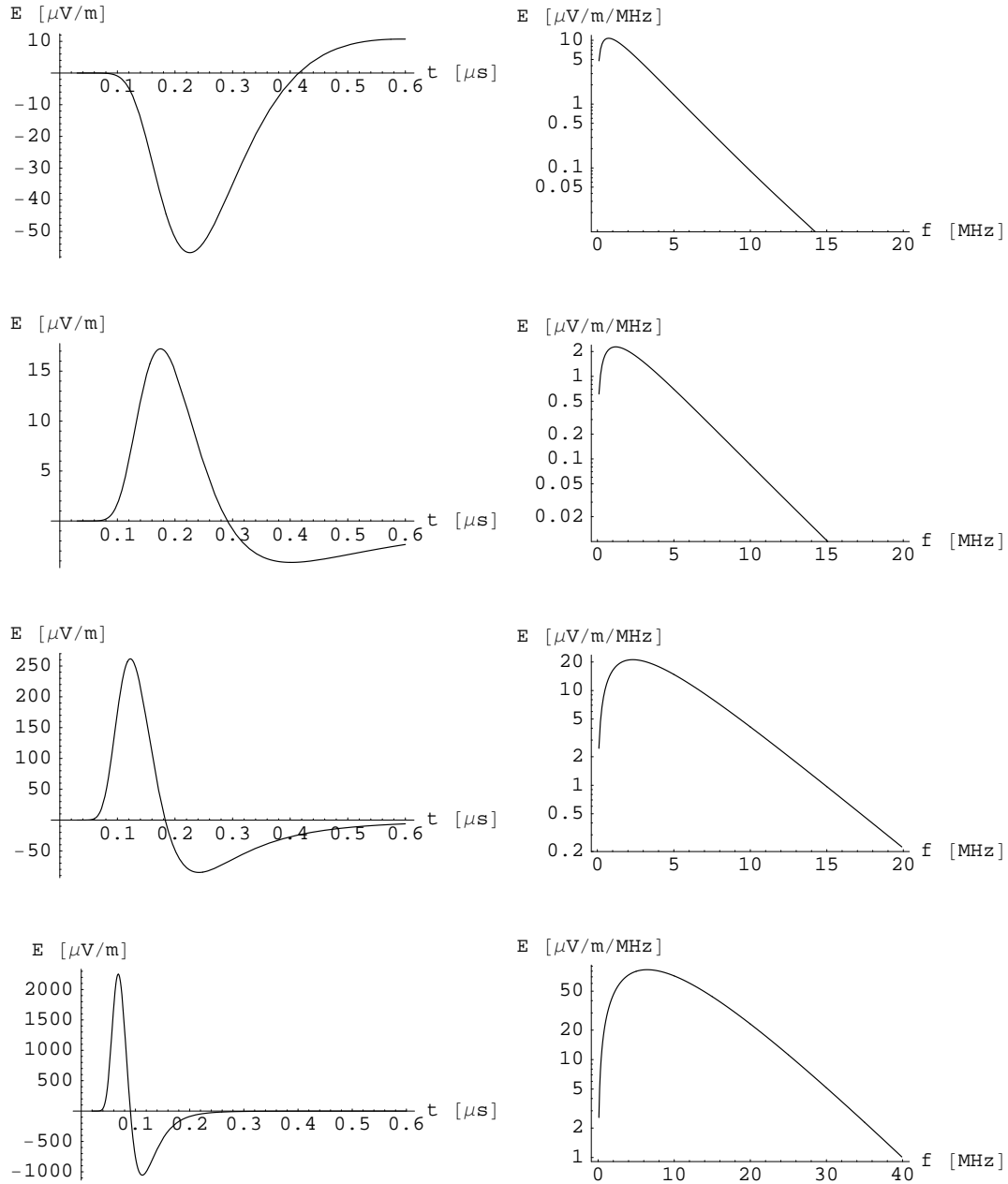


Figure 5: Transverse current electric fields at $b = 1$ km (component towards East) for showers coming from South at various zenith angles: $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$.

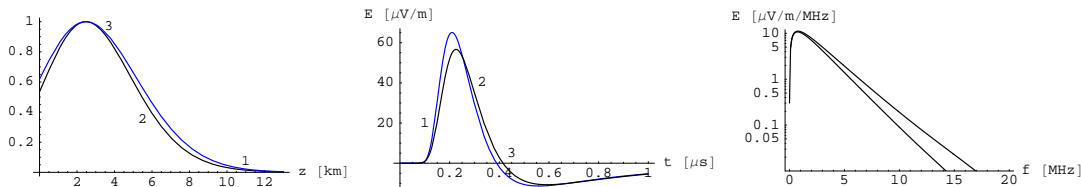


Figure 6: Sensitivity to shower rise: left plot shows two 10^{19} eV vertical-shower profiles (Gaisser-Hillas and Greisen) as a function of altitude; the corresponding E_v field pulses and spectra (at $b = 1$ km) are shown on the middle and right plot.

The pulse height difference is a signal of the difference between the two developments (here around 8 km). The region of greater sensitivity is thus different in radiodetection and in fluorescence.

The effect is more visible in the frequency domain (right plot in Fig. 6). The shower growth being pushed at larger frequencies than the shower decay by the Doppler effect, the stiffening of the time pulse for the Gaisser-Hillas profile stands out in the spectrum at large frequencies. This may be important in practice, since large radio frequency interferences often render radio observation difficult at frequencies below 20 MHz. In such circumstances the greater sensitivity of radio detection to the first stage of shower evolution may be even more pronounced.

3.3 Profile extraction

From Sect. 2.1, the electric field magnitude observed at the location of antenna i , A_i , reads

$$E_v(t, A_i) = \frac{K_v}{(ct)^2} (N_{ee}(t') + t' \dot{N}_{ee}(t')), \quad t' = \frac{-b_i^2}{2c^2t},$$

for the transverse current component, and

$$E_a(t, A_i) = \frac{K_a b_i^2}{(ct)^3} N_{ee}(t'),$$

for the synchrotron one. K_v and K_a are both independent from the observation point of the event and are thus irrelevant. They can be set to 1 for the reasoning.

Such simple expressions for electric fields make it possible to illustrate what knowledge can be gained from radio measurements. First, imagine the full geometry of the shower is known, i.e., both the shower incidence and the impact point location, either by some joint particle detector array or by an analysis based on radio alone [12]. Then it is possible to obtain the full time evolution of N_{ee} from the time pulse collected on antenna say $i = 1$ by looking at either

$$(ct)^2 \times E_v(t, A_1) = g_1(-b_1^2/(2ct)),$$

for the transverse current field, or

$$(ct)^3 \times E_a(t, A_1) = g_2(-b_1^2/(2ct)),$$

for the synchrotron field. In the latter case, the function $g_2(t')$ is directly proportional to $N_{ee}(t')$. In the former

$$g_1(t') = N_{ee}(t') + t' \dot{N}_{ee}(t').$$

$g_1(t')$ is the time derivative of $t'N_{ee}(t')$, so a time integration, followed by a division by t' , is necessary to obtain $N_{ee}(t')$. In any case, the unfolding of the shower profile is quite simple in the model, in spite of the presence of the Doppler distortion.

In principle, the signal collected on one single antenna is enough in order to make the aforementioned extraction, but several antennas may be used to enhance the signal over background ratio. In addition, the signal can only be extracted in practice in a limited frequency-range. For sure this is the more severe limitation to the suggested analysis. However, the shower evolution is not a complete unknown and various tools of signal analysis can be considered to obtain pieces of information on the N_{ee} evolution. Having one such tool in mind, the pointlike model expressions are sufficiently easy to manipulate in order to test the relevance of the foreseen method. It is not the purpose of the present study to elaborate on those methods, which depend to a certain extent on the specifics of the experiment and the noise situation at its location.

4 Towards a large array

The radio detection technique is nowadays considered as a possible surrogate to more traditional technique for future giant array, such as Auger north. One elementary detector per km^2 is the typical scale for such an array, setting the *scale* of closest approach to 1 km. Since the phenomenology discussed above applies just to this regime, it may have consequences on the exploitation of a large array which we examine here.

Given a detection criterion it is straightforward to count the number of antennas that see a given cosmic ray shower event, once the distribution of antennas is fixed. The geometry considered is that of an hexagonal array on a horizontal ground located at sea level and the detection efficiency is studied as a function of the antenna spacing. Our detection criterion is that the electric field magnitude is above a threshold to be defined on at least three antennas belonging to the same elementary triangle. Following Ref. [15] the threshold is first fixed to the root mean square of the galactic noise below 100 MHz (see App. D):

$$E_T = \sigma_{\text{sky}} = 30 \mu\text{V/m}.$$

A look at Fig. 5 indicates that an antenna located at 1 km receives an electric field magnitude above this threshold for a vertical shower. For such vertical events and an antenna spacing $d = 1.5$ km, Fig. 7 depicts the area spanned by impact parameters of $E_p = 10^{19}$ eV events seen by 3 antennas. The proportion of detected events is simply given

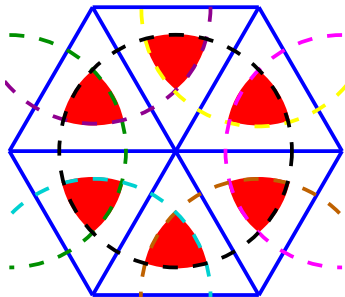


Figure 7: Hexagonal array and area of detection.

by the ratio of the area of one filled region to that of a basis triangle. For 10^{19} eV vertical shower and $d = 1.5$ km this is about 35%.

The behavior of this ratio as a function of antenna spacing is given in Fig. 8, left panel, for 10^{19} eV vertical showers. The efficiency τ is a function of the impact parameter at which the threshold is reached and the antenna spacing only through the ratio of these quantities:

$$\tau \equiv \tau(d/b_T).$$

b_T appears as a natural unit for d and is in addition the value of d at which τ departs from 1. From this it is easy to see the effect of a change in the threshold level: for $E_T = 30 \mu\text{V}/\text{m}$, $b_T = 1.15$ km; doubling E_T leads to (using $E_{\text{max}} \propto b^{-4}$) $b'_T = 1.15/2^{1/4} = 0.97$ km.

It is also easy to obtain the efficiency if geosynchrotron emission is assumed. Using the figures given in Sect. 2.2 we get $b_T = 2.2$ km for $E_T = 30 \mu\text{V}/\text{m}$. This is a large increase for the detection capability which is of course a direct consequence of the hierarchy between E_v and E_a discussed in Sect. 2.2.

The right panel in Fig. 8 displays efficiency integrated over arrival directions from vertical to 60° -inclined showers with a weight $\sin\theta \cos\theta$, in order to incorporate changes both in solid angle and in the effective area of the antenna array. As already explained in Sect 3 (see also [8]) inclined showers are in general more effective at large impact parameters, making them easier to detect than vertical ones: for $d = 1.5$ km, the efficiency is now 90 %. This is illustrated in Fig. 9 (left panel) where the detection efficiency as a function of zenith angle in the north direction for an antenna spacing of 2 km and an energy of 10^{19} eV is presented. The effect of the zenith angle is strong. Vertical showers are never detected whereas all showers with inclination bigger than 40 degrees are detected. Of course, in practice, this would be moderated for antennas with maximum directivity pointing towards the vertical direction.

In Fig. 9, the efficiency versus azimuth for a zenith angle of 30 degrees (same antenna

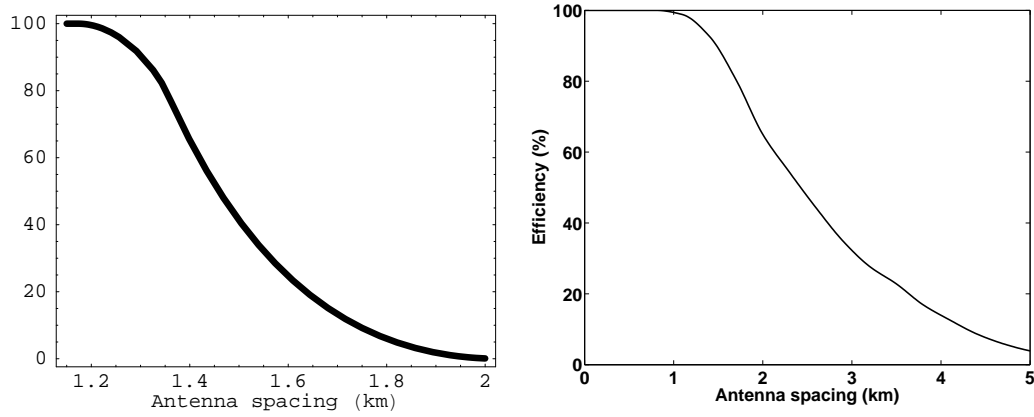


Figure 8: Detection efficiency vs antenna spacing for 10^{19} eV showers: vertical configuration (left) and integrated over inclination (right).

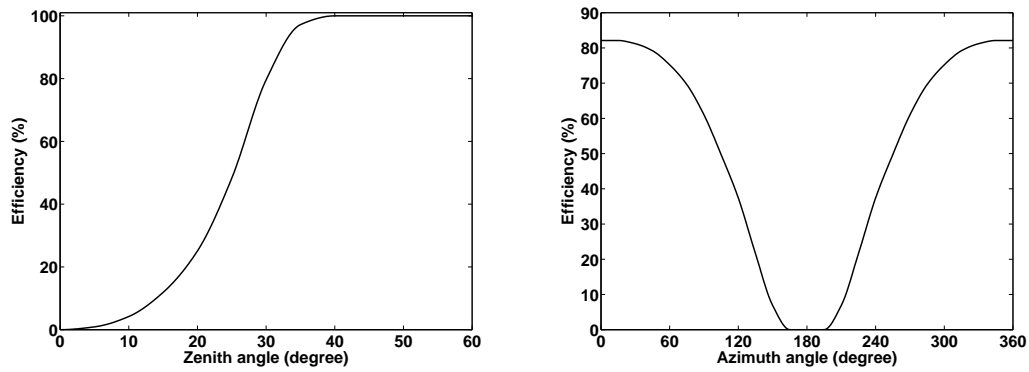


Figure 9: Detection efficiency as a function of arrival direction for $E_p = 10^{19}$ eV and antenna spacing 2 km. Left: as a function of θ towards the north. Right: as a function of φ at $\theta = 30^\circ$.

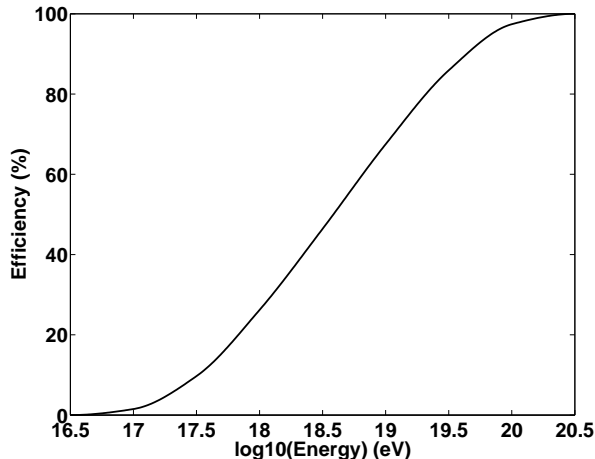


Figure 10: Detection efficiency as a function of energy for antenna spacing 1.5 km and 2 km.

spacing and energy) is also shown. This plot singles out the geomagnetic field effect since the efficiency fall down around the geomagnetic field direction (here towards the south at a zenith angle 27 degrees).

Obviously, all these results depend on shower energy. Fig. 10 shows the detection efficiency as a function of energy for an antenna spacing of 2 km, integrated over all arrival directions as in Fig. 8. The variation is not very strong as it takes three energy decades to reach 100 % efficiency.

The above detection condition requires very favourable conditions which may be approached only at exceptionnally quiet location. Seemingly the site of the Pierre Auger Observatory in Malargue is of this kind, as the study of Ref. [10] shows. Usually radio frequency interferences show strong variations with frequency. A detection criterion is thus best formulated in the frequency domain. In a rather quiet radio environment, a detection threshold of $1 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ above 20 MHz in a $1\mu\text{s}$ time window can be achieved [11]. Such a detection condition leads to similar results with typically a factor 0.5 on the antenna spacing. The antenna spacing for a large array should be around 1 km rather than 2 km.

5 Outlook

In the present study we showed how extensive air shower radio electric fields can be evaluated at large impact parameter with an analytical formulation. Expressions were derived for two geomagnetic effects currently under investigations in the literature, thus helping pointing out aspects for which both approaches are at variance. The relationship between radio pulse shape and shower profile, and some considerations on the sizing of a giant array

could be easily discussed.

The specific figures are certainly no more than illustrations, not only because the pointlike approximation is too crude, but also because of their sensitivities on some shower and emission mechanism parameters. However, the approximation may be sufficient to describe tendencies and we think to make a point on some issues in the field.

As it has been understood so far in every approach to radio emission, the radio component of an air shower is driven by its time-development at large impact parameter. This is a simple consequence of propagation laws once it is assumed that the radio component is generated by the bulk of relativistic electrons and positrons in the shower. Let us collect two essential predictions that result from this fact.

The high-frequency cut in the spectrum of the shower radio-component decreases when the impact parameter increases. This prediction is not in any sense new as it was already at the heart of the discussion in Ref. [3]. Recent studies [4, 5] show specific realizations of this universal phenomenon. Only in the pointlike model developed here, it is easy to isolate the origin of the phenomenon and because of its universal nature to emphasize the need to look for it. As a byproduct, we stressed that triggering at high frequency has the consequence of biasing radio detection towards small impact parameter and thus making the corresponding device blind to the phenomenon. We also emphasized that the interrelation between impact parameter and accessible frequency range is one of the main topic to be addressed when designing a large radio detection array.

The radio signal is sensitive to the beginning of the shower development, much more so than the fluorescence signal is whose sensitivity is directly proportionnal to N_{ee} . Thus radio is complementary to the fluorescence technique for the purpose of measuring the shower development. Such a sensitivity may help to discriminate between various high-energy hadronic scenarios, hence providing a rich potential for the radio technique.

A Derivation of electric fields in the pointlike approximation

A.1 Pointlike expressions

For a pointlike charge,

$$\rho(t, \vec{x}) = q\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{v}t), \quad \vec{j} = \rho\vec{v}$$

a direct application of Maxwell equations in a medium of refractive index n leads for the scalar and vector potentials in Lorentz gauge to

$$V(t, \vec{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 n^2} \frac{q}{R|1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c|}, \quad \vec{A}(t, \vec{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{q\vec{v}}{R|1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c|},$$

with $\vec{n} = \vec{R}/R$.

For an accelerating charge, the derivation of the acceleration field is in textbooks

$$\vec{E}_a = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\vec{n} \wedge [(\vec{n} - n\vec{v}/c) \wedge \vec{a}]}{R|1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c|^3}$$

For E_v , the derivation from the potentials leads to [5]

$$\vec{E}_v = \frac{q\vec{v}_T}{4\pi\epsilon_0 n c} \frac{n^2 v^2/c^2 - \vec{v} \cdot \vec{n}/c}{R^2|1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c|^3} - \frac{q\vec{v}_T}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c}{R|1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c|^3}$$

A.2 Small angle approximation

A further simplification is motivated in Sect. 2.1, relevant in the region of small angles such that

$$\sqrt{|1 - n v/c|} \ll \vartheta \ll 1.$$

Applying this simplification to the above electric field expressions makes use of the following set of rules

$$R \rightarrow b/\vartheta, \quad 1 - n\vec{v} \cdot \vec{n}/c \rightarrow \vartheta^2/2, \quad \vartheta \rightarrow 2ct/b.$$

The numerator of \vec{E}_a is given by

$$\vec{n} \wedge [(\vec{n} - nR\vec{v}/c) \wedge \dot{\vec{v}}] \approx \frac{\vartheta^2}{2} (2(\hat{b} \cdot \vec{a}_T)\hat{b} - \vec{a}_T) \equiv \frac{\vartheta^2}{2} a_T \vec{e},$$

where \vec{a}_T is the acceleration transverse to \vec{v} , or equivalently to \vec{n} since this is the same at small ϑ .

B Acceleration and drift velocity

In order to get quantitative values for the electric fields we need estimates for a_T and v_T which we collect from various sources in the literature. For a shower whose axis makes an angle α with the geomagnetic field \vec{B} ,² the acceleration of an electron or a positron in the shower core is $ecB \sin \alpha / (\gamma m_e)$. Averaging this over γ ($1/\bar{\gamma} = \langle 1/\gamma \rangle$) leads to an estimate for a_T in Eq. (3)

$$a_T = \frac{ecB \sin \alpha}{\bar{\gamma} m_e}.$$

Taking $\bar{\gamma} = 60$, which corresponds to the median value [3] and to a monoenergetic approximation in Ref. [4], thus enabling us to make contact with computation there, together with $B \sin \alpha = 20 \mu\text{T}$ we get

$$a_T/c = 0.06 \mu\text{s}^{-1}.$$

²Throughout the paper, the magnetic field orientation matches that of central Europe: the zenith angle is $\theta_B = 153^\circ$ and the horizontal component goes from South to North.

After time t the electron or positron has a transverse velocity $(1/\gamma m_e)ecB \sin \alpha t$. Kahn and Lerche [9] use this with replacements $t \rightarrow \tau = 1 \mu\text{s}$ (τ is the lifetime of the particle in the shower) and $\gamma \rightarrow \bar{\gamma}$. With $\bar{\gamma} = 60$, this gives $v_T/c = 0.06$.³ A detailed approach to more properly estimate the drift velocity taking into account both energy loss and energy dependence of the lifetime τ is given in Ref. [5]. It leads to

$$v_T/c = 0.04,$$

and this is the value which is used in the present paper for vertical showers.

C Shower characteristics

For shower evolution we primarily used the Greisen parametrization [13]

$$N(X) = \frac{0.31 E_p/E_C}{\sqrt{\ln E_p/E_C}} \exp[(X - X_{\max} - \frac{3X}{2} \ln s)/X_0], \quad s = \frac{3X}{X + 2X_{\max}},$$

with $E_C = 89 \text{ MeV}$ and $X_0 = 36.7 \text{ g/cm}^2$. Throughout, X_{\max} was chosen as 770 g/cm^2 (respectively 700, 630) for $E_p = 10^{19} \text{ eV}$ (respectively $10^{18}, 10^{17}$) [5].

For comparison, the Gaisser-Hillas parametrization [14] was also considered

$$N(X) = \frac{0.31 E_p/E_C}{\sqrt{\ln E_p/E_C}} \left(\frac{X}{X_{\max}}\right)^{X_{\max}/\lambda} \exp\left(-\frac{X - X_{\max}}{\lambda}\right), \quad \lambda = 70 \text{ g/cm}^2.$$

In addition, the observation level was always chosen as that of sea-level and the atmosphere thickness as a function of altitude, for a shower coming from the direction of zenith angle θ , was taken as

$$X(z, \theta) = \frac{1020 \text{ g/cm}^2}{\cos \theta} \exp(-z/(8.8 \text{ km})).$$

D Detection threshold

To be visible a shower radio signal should be above the contribution from the galactic noise, whose power spectral density (for one polarization) is given by [16]

$$P_\nu = k_B T_{\text{sky}}(\nu).$$

This can be transformed into an electric field to which an antenna with gain G (effective area $A_e = G\lambda^2/(4\pi)$, $\lambda = c/\nu$) is exposed for a time Δt

$$P_\nu = \frac{G\lambda^2}{4\pi} \frac{\epsilon_\nu^2}{Z_0 \Delta t},$$

³In Ref. [9], $\bar{\gamma} = 200$ is quoted, which would lead to $v_T/c = 0.02$.

where $Z_0 = 1/(\epsilon_0 c)$ is the intrinsic impedance of free space.

The root mean square of an electric field can be computed from its spectrum by

$$\sigma_E^2 = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} dt E^2(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu E_\nu^2.$$

For the sky noise this gives

$$\sigma_{\text{sky}}^2 = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{+\infty} d\nu \epsilon_\nu^2 = \frac{550 \text{ (V/m)}^2}{(a+1)G} \left[\left(\frac{\nu}{55 \text{ MHz}} \right)^{a+1} \right]_0^{\nu_{\text{max}}},$$

where the sky temperature quoted in Ref. [15] ($T_{\text{sky}} \propto \nu^{a-2}$, $a = -0.5$ and $T_{\text{sky}}(55 \text{ MHz}) = 4800 \text{ K}$) is used and an upper bound ν_{max} is set to the ν integral. For $G = 1$ and $\nu_{\text{max}} = 80 \text{ MHz}$ we get

$$\sigma_{\text{sky}} \approx 30 \text{ } \mu\text{V/m}.$$

References

- [1] H. Falcke *et al*, Nature 435 (2005) 313.
- [2] D. Ardouin *et al*, Nucl. Instrum. Meth. A 555 (2005) 148.
- [3] H.R. Allan, Progress in elementary particle and cosmic ray physics, ed. by J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen (North Holland, 1971) 169.
- [4] T. Huege, H. Falcke, A& A 412 (2003) 19; T. Huege, H. Falcke, A& A 430 (2005) 779.
- [5] O. Scholten, K. Werner, and F. Rusydi, Astropart. Phys. 29 (2008) 94.
- [6] T. Huege, H. Falcke, Astropart. Phys. 24 (2005) 116.
- [7] T. Huege, R. Ulrich, R. Engel, Astropart. Phys. 27 (2007) 392.
- [8] T. Gousset, O. Ravel, and C. Roy, Astropart. Phys. 22 (2004) 103.
- [9] F.D. Kahn, I. Lerche, Proc. Royal Soc. London A 289 (1966) 206.
- [10] J. Lamblin, O. Ravel, C. Medina, Internal report SUBATECH, 03/2005.
- [11] D. Ardouin *et al*, Astropart. Phys. 26 (2006) 341.
- [12] T. Gousset, J. Lamblin, and S. Valcares, ICRC07.
- [13] T. Stanev, High energy cosmic rays, Springer, 2004.
- [14] T. Gaisser, Cosmic rays and particle physics, Cambridge University Press, 1990.
- [15] H. Falcke, P. Gorham, Astropart. Phys. 19 (2003) 477.
- [16] J.D. Kraus, Antennas, McGrawHill, 1988.

Bibliographie

- [1] D. Ardouin et al. Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the codalema experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 555 :148, 2005.
- [2] G.A Askaryan. *Soviet Physics JETP*, 14 :441, 1962.
- [3] F.D. Kahn and I. Lerche. *Proc. Royal Soc. London A*, 289 :206, 1966.
- [4] The Auger Collaboration. The Pierre Auger project design report. 1996.
- [5] The KASCADE collaboration. KASCADE measurement of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24 :1, 2005.
- [6] D. Kazanas et A. Nicolaidis. *Proceedings of the 27th ICRC*, 2001.
- [7] K. Greisen. End of the cosmic ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16 :748, 1966.
- [8] V.A Kuzmin and G.T Zatsepin. *Soviet physics JETP Letters*, 10 :146, 1966.
- [9] Takeda et al. Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. *Physical Review Letters*, 81, 1998.
- [10] C. C. H. Jui et al. Result from the HiRes experiment. *Journal of Physics : Conf. Series 47*, 2006.
- [11] The Pierre Auger Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the position of nearby active galactic nuclei. *Science*, 318 :938, 2007.
- [12] D. R. Bergman for the High Resolution Fly's Eye Collaboration. Observation of the GZK cutoff by the HiRes experiment. *Proceedings of the 30th ICRC*, 2007.
- [13] M. Roth for the Pierre Auger Collaboration. Measurement of the UHECR energy spectrum using data from the surface detector of the Pierre Auger observatory. *Proceedings of the 30th ICRC*, 2007.
- [14] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer Praxis Books, 2004.
- [15] Jelley et al. Radio pulses from extensive air showers. *Nature*, 205 :327, 1965.

- [16] H.R Allan. Progress in elementary particle and cosmic ray physics. *ed. by J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen*, page 169, 1971.
- [17] H. Falcke et al. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, 435 :313, 2005.
- [18] D. Ardouin et al. Radioelectric field features of extensive air showers observed with codalema. *Astroparticle Physics*, 26 :341, 2006.
- [19] Boisshot et al. A new high gain, broadband, steerable array to study jovian decametric emission. *Icarus*, 43 :399, 1980.
- [20] <http://www.obs-nancay.fr/dam/>.
- [21] <http://www.lofar.org/>.
- [22] The Cascade collaboration. The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 513 :490, 2003.
- [23] D. Charrier and the CODALEMA collaboration. Design of a low noise, wide band, active dipole antenna for a cosmic ray radiodetection experiment. *Proceeding of the IEEE-AP S international Symposium*, 2007.
- [24] D. Charrier. An active dipole for cosmic ray radiodetection with CODALEMA. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 481 :572, 2007.
- [25] E. Delagne D. Breton. MATAQVME data acquisition card. *CEA-Saclay and LAL-Orsay Internal Note*, 2005.
- [26] J-N. Capdevielle, D. Heck, J. Knapp, T. Thouw, and G. Schatz. Corsika : A monte carlo code to simulate extensive air showers. *FZKA Report, Forschungszentrum Karlsruhe*, 1998.
- [27] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers : Coherent geosynchrotron radiation. *Astronomy and Astrophysics*, 412 :19, 2003.
- [28] O. Scholten et K. Werner. A macroscopic description of coherent geomagnetic radiation from cosmic-ray air shower. *Astroparticle Physics*, 29 :94, 2008.
- [29] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, 1999.
- [30] J. D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, 1988.
- [31] P. Gorham H. Falcke. Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope. *Astroparticule Physics*, 19 :477, 2003.
- [32] Anthony Zaknich. *Principles of Adaptive Filters and Self-learning Systems*. Springer, 2005.
- [33] J.-N. Méreur et D. Hardy. *Réseaux : internet, téléphonie, multimédia*. De Boerck Université, 2002.

- [34] M. Kunt. *Traitement numérique des signaux*. Dunod, 1981.
- [35] J. Chauvin. Note interne à la collaboration CODALEMA.
- [36] D. Lebrun and the CODALEMA collaboration. *Proceedings of the 30th ICRC*, 2007.
- [37] T. Saugrin. Analyse des données de l'expérience de radiodétection de gerbes cosmiques codalema. *Thèse en cours à l'université de Nantes*, 2008.
- [38] D. Ardouin et al. Geomagnetic origin and linear polarization of radio emission from cosmic ray air showers observed by CODALEMA. *Article en cours de rédaction*.

De la mesure des champs électriques par l'expérience Codalema aux caractéristiques des rayons cosmiques

Sandra VALCARES

Mots-clés : Rayons cosmiques, gerbes atmosphériques, radiodétection

La thèse s'intéresse à l'étude des rayons cosmiques de très hautes énergies qui lorsqu'ils pénètrent l'atmosphère terrestre dissipent leur énergie en produisant une multitude de particules secondaires, cet ensemble étant appelé une gerbe atmosphérique. L'expérience CODALEMA permet l'étude de l'émission radioélectrique des gerbes atmosphériques, au moyen d'antennes dans le domaine de fréquences de 1 à 100 MHz. Nous avons étudié dans un premier temps certaines questions concernant le calcul du champ électrique à partir des caractéristiques de la gerbe dans le but de dégager les effets prépondérants dans la génération du signal radio. Nous avons ensuite examiné comment exploiter une méthode de prédiction linéaire pour permettre la détection des transitoires associés aux gerbes dans l'environnement radioélectrique bruité dans la gamme de fréquence où l'expérience est menée. Nous avons enfin examiné comment les signaux récoltés permettent d'étudier le mécanisme d'émission du champ électrique par les gerbes. Ce travail d'analyse permet de faire un pont entre les deux premières études.