Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : analyse des gerbes atmosphériques et de leur signal radio dans le domaine du MHz

Benoît Revenu

▶ **To cite this version:**

Benoît Revenu. Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : analyse des gerbes atmosphériques et de leur signal radio dans le domaine du MHz. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université de Nantes, 2012. tel-00814988

HAL Id: tel-00814988

https://theses.hal.science/tel-00814988

Submitted on 18 Apr 2013

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.

École des Mines de Nantes
Université de Nantes
CNRS/IN2P3
SUBATECH

Habilitation à diriger des recherches

par

Benoît Revenu

Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : analyse des gerbes atmosphériques et de leur signal radio dans le domaine du MHz

Habilitation soutenue le 29 octobre 2012 devant le jury composé de :

M.	Alain Falvard	LPC, Clermont-Ferrand	(Rapporteur)
M.	Thierry Gousset	SUBATECH, Nantes	(Rapporteur)
M.	Éric Humler	LPGN, Nantes	(Examinateur)
M.	Martin Lemoine	IAP, Paris	(Examinateur)
M.	Éric Plagnol	APC, Paris	(Rapporteur)
M.	Paolo Privitera	Université de Chicago, KICP	(Examinateur)

Figure 1 – *Timbre émis par l'Argentine en* 2007*, en l'honneur de l'observatoire Pierre Auger.*

Table des matières

Table des matières **iv**

Liste des figures **v**

Introduction **1**

1 Contexte scientifique et expériences **5**
- 1.1 Contexte scientifique . . . 7
  - 1.1.1 Historique . . . 7
  - 1.1.2 Interprétations . . . 8
  - 1.1.3 Statut expérimental actuel . . . 17
- 1.2 Le signal radio des gerbes . . . 25
  - 1.2.1 Brève histoire de la détection radio des gerbes . . . 25
  - 1.2.2 Progès en radio . . . 29
- 1.3 Expériences choisies . . . 34
  - 1.3.1 L'observatoire Pierre Auger . . . 34
  - 1.3.2 RAugerI, RAugerII et AERA . . . 40
  - 1.3.3 CODALEMA . . . 45
- Conclusion . . . 46

2 L'accélération de Fermi **49**
- 2.1 Accélération de Fermi dans un choc comprimé . . . 51
- 2.2 Efficacité de l'accélération de Fermi . . . 64
- Conclusion . . . 69

3 Analyse des données du SD et recherche d'anisotropies **71**
- 3.1 Monitoring du SD . . . 73
- 3.2 Reconstruction des données du SD . . . 75
  - 3.2.1 Reconstruction SD seul . . . 75
  - 3.2.2 Reconstruction hybride SD/Radio . . . 77
- 3.3 Recherche d'anisotropies . . . 80
  - 3.3.1 La méthode de prescription . . . 80
  - 3.3.2 Calcul de la carte de couverture . . . 81
  - 3.3.3 Recherche d'anisotropies à petite échelle angulaire . . . 84
  - 3.3.4 Comparaison avec la méthode de scrambling . . . 87
  - 3.3.5 Le Coverage and Anisotropy Toolkit . . . 87
- 3.4 Article . . . 88
- Conclusion . . . 93

4 Analyse des données radio **95**
- 4.1 Performances des détecteurs radio . . . 97

4.1.1 Déconvolution de la réponse d'antenne . . . 97
4.1.2 Résolution angulaire, inter-calibration, reconstruction sphérique . . . 100
4.1.3 Sensibilité aux facteurs météo . . . 103
4.1.4 Efficacité de détection . . . 104
4.2 Acquisition de données, méthodes . . . 105
4.2.1 Trigger central d'AERA . . . 105
4.2.2 Coïncidences AERA/SD/FD . . . 111
4.2.3 Sélection locale d'événements . . . 113
4.2.4 Reconstruction de l'azimuth avec une seule station radio . . . 122
4.3 Test on data . . . 125
4.3.1 Analysis . . . 125
4.4 Résultats de physique de la gerbe . . . 128
4.4.1 Mécanismes d'émission : effet géomagnétique . . . 128
4.4.2 Mécanismes d'émission : l'excès de charge . . . 129
4.4.3 Corrélation champ électrique/énergie du primaire . . . 133
4.5 Articles . . . 137
Conclusion . . . 192

5 Simulation du champ électrique 193
5.1 Un modèle analytique simplifié . . . 196
5.2 Comparaison des codes de simulation . . . 198
5.3 Principe du code SELFAS . . . 199
5.4 Exploitation du code . . . 217
5.4.1 Sensibilité à la nature du primaire . . . 217
5.4.2 Simulation de l'événement super-hybride . . . 218
5.4.3 Mort subite de la gerbe atmosphérique . . . 223
Conclusion . . . 238

Conclusion générale 239

Curriculum vitæ 240

Bibliographie 241

Liste des figures

1 Timbre émis par l'Argentine. . . . iii

1.1 Spectre des rayons cosmiques. . . . 9
1.2 Diagramme de Hillas. . . . 11
1.3 Photo de Centaurus A . . . 11
1.4 Longueur d'atténuation pour un proton . . . 13
1.5 Modèle du "dip" . . . 14
1.6 Dégradation de l'énergie d'un noyau . . . 15
1.7 Longueur d'atténuation pour les noyaux . . . 15
1.8 Le spectre théorique à ultra-haute énergie . . . 16

1.9 Coupure dans le spectre vue par Auger, HiRes et TA. 17
1.10 Profils longitudinaux, initiés par des protons et des noyaux de fer. 19
1.11 Distribution normalisée de X_1 selon la nature du primaire. 20
1.12 Composition des rayons cosmiques selon HiRes. 20
1.13 Composition des rayons cosmiques selon Auger. 20
1.14 Composition des rayons cosmiques selon TA. 21
1.15 Section efficace proton-air à $\sqrt{s} = 57$ TeV. 22
1.16 Fraction de corrélation avec les AGN dans les données Auger. 23
1.17 Excès d'événements Auger dans la direction de Centaurus A. 24
1.18 Analyse des données Auger dans la direction de Centaurus A. 25
1.19 Jodrell Bank en 1945. 26
1.20 Réseau de dipôles à Jodrell Bank en 1967 27
1.21 Participants à la réunion de Jodrell Bank en 1969 28
1.22 Événement mesuré par LOFAR. 30
1.23 Événement mesuré par LOPES. 30
1.24 Corrélation du champ électrique avec E (hémisphère nord). 31
1.25 Corrélation du champ électrique avec E (hémisphère sud). 31
1.26 Corrélation du champ électrique avec le développement de la gerbe. 32
1.27 Premier événement super-hybride. 33
1.28 Carte de l'Amérique du sud 34
1.29 Carte de l'observatoire Pierre Auger. 35
1.30 Cuve Cherenkov du SD d'Auger 36
1.31 Miroir et plan focal d'un télescope du FD. 37
1.32 Photo d'un FD et de HEAT dans Auger 39
1.33 Courbes $\mathrm{d}N/\mathrm{d}S(1000)$ en fonction de θ 40
1.34 Calibration hybride dans Auger 40
1.35 Spectre Auger. 41
1.36 RAugerI 42
1.37 Photo d'une station RAugerII 43
1.38 Schéma d'AERA 45
1.39 Schéma de CODALEMAII 46

2.1 Effet de la compression du champ magnétique 52

3.1 Monitoring : carte interactive du SD 75
3.2 Reconstruction d'un événement SD 76
3.3 Reconstruction d'un événement hybride dans CODALEMAII 79
3.4 Modulation azimuthale dans les événements du SD. 82
3.5 Loi de modulation azimuthale en fonction de θ. 83
3.6 Distribution zénithale des événements du SD ($E \leqslant 2$ EeV). 83
3.7 Carte du ciel et couverture estimée sans modulation azimuthale. 84
3.8 Couverture estimée avec modulation zénithale. 84
3.9 Carte de couverture et carte du ciel pour $E \geqslant 5$ EeV 85
3.10 Carte du ciel des significances au sens de Li & Ma 86
3.11 Distribution des significances 86
3.12 Scan en échelle angulaire et énergie 87

4.1 Schéma électrique équivalent du radiateur 98
4.2 δt entre orages et triggers radio 103
4.3 Efficacité relative de détection de RAugerI 104
4.4 Cartes de probabilité pour le `T3Maker` 107

4.5 Distribution des azimuths des sources anthropiques 108
4.6 Distribution des intervalles de temps des triggers SD 109
4.7 Taux de T3 au cours du temps 110
4.8 Effet du cone-algorithm sur les évévenements sélectionnés 111
4.9 Recherche des coïncidences entre AERA et le SD 112
4.10 Coïncidences non-fortuites avec le SD 113
4.11 Candidats gerbes en coïncidence AERA/SD 114
4.12 Trace typique d'un événement dans RAugerII 115
4.13 Rapports SNR en polarisation EW et NS 116
4.14 Sélection des cosmiques à partir du SNR 117
4.15 Compaison du SNR pour les cosmiques avec le bruit 117
4.16 Événements cosmiques rejetés par la méthode SNR 119
4.17 Fonctions cumulative des cosmiques et du bruit 120
4.18 Détermination du temps de montée des événements. 120
4.19 Distribution des temps de montée 121
4.20 Rejet du bruit, méthode de la cumulative 121
4.21 Un seul événement cosmique rejeté par la méthode 122
4.22 Différence angulaire en fonction du facteur F 125
4.23 Cartes 2D de χ^2 126
4.24 Comparaison de ϕ_{radio} et ϕ_{SD} 127
4.25 Carte du ciel des gerbes détectées par RAugerII 127
4.26 Distributions azimuthales des gerbes dans CODALEMAII 129
4.27 Facteur R_{SELFAS} en fonction de la position de l'observateur 130
4.28 Comparaison R_{SELFAS} et R_{data} 131
4.29 Décalage de cœur radio 132
4.30 Décalage de cœur radio sur les événements simulés 133
4.31 Décalage de cœur radio sur les événements CODALEMAII 133
4.32 Décalage de cœur radio en fonction de $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EW}}$ 134
4.33 Pente de la corrélation $\log \xi_0$-$\log E$ 135
4.34 Pente de la corrélation $\log \xi_0$-$\log E$, (erreurs décorrélées) 136

5.1 Polarisation du champ par ATM 197
5.2 Comparaison des signaux des codes de simulation 198
5.3 Comparaison des spectres des codes de simulation 199
5.4 Amplitude du champ électrique en fonction de X_1 218
5.5 Reconstruction SD de l'événement super-hybride 219
5.6 Reconstruction FD de l'événement super-hybride 220
5.7 Signal radio de l'événement super-hybride 221
5.8 Simulation de l'événement super-hybride. 222
5.9 Spectres de puissance de l'événement super-hybride. 222
5.10 Spectres de puissance en polarisation EW et NS 223
5.11 Modélisation analytique du pulse de mort subite 224
5.12 Modélisation numérique du pulse de mort subite 225
5.13 Nombre de particules touchant le sol, calculé pour Auger 226
5.14 Amplitude du signal de mort subite en fonction de (E, θ) 227
5.15 Champ électrique normalisé en fonction de X 228

Introduction

Dans ce document, je présente mon activité de recherche depuis ces dix dernières années. J'ai également souhaité faire de ce document un outil de travail personnel, contenant la quasi-totalité de mes productions scientifiques depuis ma thèse. Certaines parties concernent des travaux encore "en chantier", les analyses ne sont pas finalisées voire en suspend, en attendant davantage de temps à y consacrer ou plus de données.

J'ai soutenu ma thèse en mai 2000, sur le thème de la mesure de la polarisation du rayonnement fossile dans le cadre du satellite Planck, après 3 ans passés au laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie (PCC) du Collège de France, à Paris. La mesure de la polarisation, notamment de type B, est très importante pour contraindre les paramètres cosmologiques ainsi que les paramètres libres de la théorie de l'inflation qui décrit l'univers primordial au moment du Big-Bang. Planck a été lancé le 14 mai 2009, les résultats concernant la cosmologie ne seront pas communiqués avant 2013 voire 2014. Je reste bien informé sur le sujet de la cosmologie, par intérêt personnel et également parce que je l'enseigne au M2 de l'Université de Nantes.

Après cette thèse, le Collège de France m'a proposé un contrat d'ATER de deux ans. La construction de l'observatoire Pierre Auger commençait tout juste, c'était le moment idéal pour changer de sujet de recherche tout en arrivant dans une expérience émergente où beaucoup de choses étaient à faire. J'ai donc intégré l'équipe Rayons Cosmiques du PCC, dirigée à ce moment par Jean-Michel Brunet. La premier chapitre présente le domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : historique, état des lieux des connaissances actuelles, radiodétection. Ma première mission en Argentine date de novembre 2000. La première cuve d'Auger a été installée en février 2000 et la 40$^{\text{ème}}$ et dernière cuve de l'Engineering Array (EA), en avril 2001. À cette époque, le bâtiment principal de l'observatoire n'existait pas et nous travaillions dans l'Assembly building, bien plus proche d'un hangar agricole que d'un lieu tout confort. Ce bâtiment a été inauguré et baptisé le 16 novembre 2000, à l'occasion des 50 ans de la ville de Malargüe, par le maire, miss Malargüe 2000 et un prêtre (voir [1] pour plus de détails sur l'historique de l'installation de l'observatoire). Les machines d'acquisition étaient provisoirement posées à même le sol. Mon travail sur Auger consistait alors à la mise au point du code d'acquisition des cuves Cherenkov. Enfin, en juillet 2001, les premiers signaux des photomultiplicateurs des cuves de l'EA arrivèrent au centre d'acquisition. Une bonne occasion de partager une bouteille de Champagne (argentin) au café incontournable d'alors, le Quinto Viejo. Les données arrivant, j'ai commencé à travailler sur la reconstruction des premières gerbes atmosphériques avec mes collègues du LPNHE et du PCC. Cette période était particulièrement excitante.

En 2002, je suis recruté par le CNRS sur un poste croisé et suis affecté dans un labo de l'INSU, l'Institut d'Astrophysique de Paris, dans l'équipe du GReCO (Gravitation Relativiste et Cosmologie), dans laquelle j'ai pu travailler sur l'accélération de Fermi avec le talentueux Martin Lemoine, jusqu'à mon départ à Nantes. Ce sujet est présenté dans le chapitre 2. Nos travaux sur la recherche d'anisotropies dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques ont démarré vers 2003, suite à l'arrivée dans Auger de mon grand ami

de longue date (et collègue) Jean-Christophe Hamilton. Notre travail en triplette, avec Benjamin Rouillé d'Orfeuil, a été fructueux et très agréable et je les remercie sincèrement pour cette collaboration. Dans la période $2003 - 2007$, de nombreuses missions se sont succédées en Argentine, lors des réunions de collaboration bi-annuelles bien sûr mais également en dehors de ces périodes récurrentes, pour mettre en place notamment "Big Brother", notre outil de monitoring des cuves Cherenkov. Le monitoring reste synonyme pour moi de travail dense lors de missions estivales (janvier), dans la très bonne humeur, avec Cyril Lachaud, Tristan Beau et Éric Armengaud. L'ensemble des travaux réalisés sur les données du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger est présenté dans le chapitre 3.

En 2005, j'ai demandé une mutation pour rejoindre l'équipe d'astroparticules de SUBATECH, à Nantes. Je suis arrivé dans ce laboratoire en janvier 2006. Je suis resté chercheur associé au laboratoire APC (successeur du PCC), ce qui m'a permis de rester dans la collaboration Auger, d'y poursuivre mes précédentes activités, et de m'intéresser de près aux données de l'expérience CODALEMA qui détecte les gerbes atmosphériques par leur émission radio. Un petit sous-groupe, mené par Richard Dallier et en collaboration avec nos collègues Grenoblois, envisageait également l'installation dans Auger d'un petit prototype de réseau de 3 stations autonomes de radiodétection, qui allait devenir RAugerI. Travailler sur ce prototype a été un véritable plaisir. Cela avait un côté très artisanal puisqu'on recyclait les cartes électroniques de 3 cuves Cherenkov en surplus et avec du matériel du commerce, un peu bricolé. Je serai toujours étonné à l'idée que ce petit prototype ait pu fournir des données ayant abouti à un article de 30 pages soumis fin septembre au journal JINST, dans lequel se trouve toute la chaîne d'analyse, de l'influence de la nature du sol à la corrélation avec l'énergie du rayon cosmique primaire (voir section 4.5 page 161). Je garde un très bon souvenir de cette collaboration étroite avec Richard, Arnaud Bellétoile et Yann Desplanches, qui nous manque.

Au fil du temps, la quantité de travail sur le monitoring diminuait ainsi que sur les anisotropies (nous avons intégré nos méthodes d'analyse dans un code public à la collaboration Auger), ce qui m'a permis un investissement de plus en plus important vers la radiodétection au sein du groupe, en travaillant en particulier avec l'enthousiaste Jacob Lamblin. Mes études sur les rayons cosmiques vus par le signal radio représentent maintenant une très grande partie de mon temps, en particulier sur l'expérience AERA et sur la simulation. Mon activité sur l'analyse des données radio constitue le chapitre 4, le plus volumineux de cette HDR. Enfin, le dernier point abordé concerne la simulation du champ électrique émis par les gerbes. Vincent Marin a été le principal moteur sur cette activité, qui s'est concrétisée par l'arrivée du code de simulation SELFAS. J'ai été l'encadrant scientifique de sa thèse et notre proche collaboration se prolonge, et j'en suis ravi, suite à son postdoc dans le groupe. Parmi les pistes ouvertes par SELFAS pour mieux contraindre le rayon cosmique primaire et en particulier sa nature, citons la prédiction du champ électrique émis par la mort subite de la gerbe atmosphérique, consécutive à l'absorption des particules secondaires lors de l'impact avec le sol. Ces aspects de simulations sont présentés dans le chapitre 5.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté de juger ce document. Merci en particulier aux rapporteurs, Alain Falvard, Thierry Gousset et Éric Plagnol pour le surplus de travail que cela représente.

Je souhaite également remercier dans cette introduction mes autres collaborateurs les plus directs de ces dernières années, pour les nombreux échanges que nous avons pu avoir : Joël Chauvin, Thomas Saugrin, Thibault Garçon, Lilian Martin, Jean-Luc Béney, Stéphane Acounis, Didier Charrier, Olivier Ravel, Didier Lebrun, Patrick Stassi, Colas

Rivière, Laurent Guglielmi et Pascal Lautridou pour m'avoir accueilli dans le groupe en 2006.

Contexte scientifique et expériences

1

Sommaire

1.1 Contexte scientifique 7
1.1.1 Historique 7
1.1.2 Interprétations 8
1.1.3 Statut expérimental actuel 17
1.2 Le signal radio des gerbes 25
1.2.1 Brève histoire de la détection radio des gerbes 25
1.2.2 Progès en radio 29
1.3 Expériences choisies 34
1.3.1 L'observatoire Pierre Auger 34
1.3.2 RAugerI, RAugerII et AERA 40
1.3.3 CODALEMA 45
Conclusion 46

Les rayons cosmiques ont été découverts il y a tout juste 100 ans. Cette année, d'importantes manifestations scientifiques ont eu lieu pour célébrer cet anniversaire, par exemple "100 Years Cosmic Rays Anniversary of their Discovery by V. F. Hess" (août 2012 à Bad Saarow-Pieskow), "Centenary Symposium 2012 : Discovery of Cosmic Rays" en juin 2012 à l'université de Denver ou encore "100 years of cosmic ray physics" de l'American Physical Society en avril 2012. Poutrant, malgré son grand âge, ce domaine de l'astrophysique des hautes énergies n'a pas livré tous ses secrets, loin de là. En février 2012 s'est tenue la conférence "International Symposium on Future Directions in UHECR Physics" au CERN. Le titre de cette conférence montre, à juste titre, que le sujet des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie a encore un bel avenir. L'observatoire Pierre Auger, couvrant une surface de 3000 km^2 est le plus grand au monde à l'heure actuelle, devant le plus récent Telescope Array (TA) avec 777 km^2. Malgré la taille de ces expériences, nous n'avons toujours pas découvert de sources de façon indiscutable et la nature des rayons cosmiques est toujours matière à débat. Sans sources, sans anisotropie flagrante et sans identification précise de la nature du primaire, on comprend la nécessité de discuter des directions futures de cette science. On peut penser à des améliorations des détecteurs existants, en leur ajoutant d'autres détecteurs, sensibles à d'autres composantes de la gerbe atmosphérique ou à d'autres observables comme

le signal radio. On peut également penser à de nouvelles expériences comme le démonstrateur JEM-EUSO prévue pour un lancement dans l'espace sur la station spatiale internationale en 2016 (au plus tôt). JEM-EUSO observera les gerbes atmosphériques depuis l'espace en détectant la lumière de fluorescence émise par l'atmosphère terrestre lors du passage de la gerbe. Ádans ce chapitre d'introduction, je présente un bref historique du domaine ainsi qu'une description des principales expériences passées qui se sont succédées jusqu'au début des années 2000. Nous verrons ensuite la compréhension que nous avons actuellement du spectre en énergie des rayons cosmiques et des mécanismes possibles opérant à leurs sources. La section 1.1.3 présente les résultats actuels, qui proviennent principalement des expériences HiRes, Auger et TA. Nous verrons que la situation expérimentale n'est pas claire sauf pour l'observation d'une coupure dans le spectre en énergie, observée par ces trois expériences. La détection radio des gerbes pourrait aider à contraindre davantage les paramètres du rayon cosmique primaire (nature, énergie, direction d'arrivée). La radiodétection est présentée ainsi que les résultats les plus récents obtenus par diverses expériences radio en fonctionnement depuis 2002. Je précise que je n'aborde dans ce document que le signal radio dans le domaine du MHz. Enfin, je présente quelques expériences dont les noms (Auger, RAugerI, RAugerII, AERA, CODALEMA) reviendront très régulièrement tout au long de ce document, ce sont celles sur lesquelles je travaille depuis 2000.

1.1 Contexte scientifique

1.1.1 Historique

Les découvreurs, 1910 − 1920

Les rayons cosmiques ont été découverts il y a 100 ans par Victor Hess, lors d'ascensions en ballon à hydrogène jusqu'à des altitudes de l'ordre de 5 km. Il était équipé d'électroscopes lui permettant de mesurer le taux d'ionisation de l'air en fonction de l'altitude. Le résultat des mesures était que ce taux d'ionisation augmentait avec l'altitude. D'autre part, lors de son vol ballon du 17 avril 1912 qui coïncidait avec une éclipse de soleil quasi-totale, il a pu démontrer que le taux d'ionisation n'était pas modifié par cette éclipse. Il put conclure que le soleil n'était pas la raison de cette ionisation. *"Le résultat de ces observations semble être expliqué de la façon la plus simple en supposant qu'un rayonnement extrêmement pénétrant entre dans notre atmosphère par au-dessus"*. Le nucléide le plus actif connu à l'époque, le radium C (^{214}Bi), est 5 fois moins pénétrant. Hess reçu le prix Nobel en 1936 pour sa découverte. Par la suite, W. Kolhöster a confirmé ces résultats en utilisant des électroscopes améliorés et en allant à plus haute altitude (jusqu'à 9 km). Avant V. Hess, le père Théodore Wulf a montré que le taux d'ionisation mesuré au sommet de la tour Eiffel (300 m de hauteur) était 9 fois plus élevé que prévu en supposant que l'ionisation était due à la radioactivité naturelle du sol.

Les années 1920

R. Millikan pense que les rayons de V. Hess sont des gammas de très haute énergie. Il propose le terme de "rayons cosmiques" en 1925. Entre 1922 et 1927, Millikan, Otis et Cameron confirment l'existence d'un rayonnement inconnu venant de l'espace grâce à leurs mesures dans le lac Muir en Californie, à une altitude de 3500 m. J. Clay montre en 1927 que le flux de ce rayonnement dépend de la latitude de l'observateur, mettant ainsi en évidence une dépendance avec le champ magnétique terrestre et donc que les rayons cosmiques seraient des particules chargées, et non des gammas. En 1929, W. Bothe et W. Kolhöster ont mesuré des signaux en coïncidence dans deux compteurs Geiger-Müller. Suite à leur mesure, ils ont également pu déduire que le rayonnement découvert par Hess était constitué de particules chargées. D. Skobeltzyn, qui travaille avec des chambres à bulles, confirme ce résultat en observant des trajectoires courbées par le champ magnétique. Cependant, Millikan, qui est prix Nobel depuis 1923 (pour la mesure précise de la charge de l'électron et ses travaux sur l'effet photoélectrique), réfute ces conclusions.

Les années 1930, découverte de nouvelles particules et des gerbes atmosphériques

A. Compton, prix Nobel en 1927 pour la découverte de l'effet Compton, lance en 1930 une série d'expéditions à travers le monde et trouve lui aussi une dépendance du flux avec la latitude, il conclut lui aussi que les rayons cosmiques sont chargés, Millikan capitule. B. Rossi en 1933 mesure aussi l'effet de latitude dans ses expériences en Erythrée, ainsi que les premiers indices des gerbes atmosphériques. C. Anderson découvre le positron en 1932 (prédit en 1930 par P. Dirac) dans une trace de rayon cosmique : il dit avoir vu "quelque chose chargé positivement et de la même masse qu'un électron" ce qui lui vaudra le prix Nobel en 1936. Cette même année, il découvre le muon avec S. Neddermeyer dans le Colorado à Pikes peak à 4300 m d'altitude "New evidence for the existence of a particle intermediate between the proton and electron". Le muon était une particule totalement inattendue, on pensait plutôt découvrir le pion prédit par Yukawa en 1936 également. Le pion sera finalement découvert 11 ans plus tard, en 1947, par C.

Powell. La physique des particules prend un nouvel élan grâce aux rayons cosmiques. En février 1938, Kolhöster rapporte l'observation de coïncidences entre deux tubes Geiger-Müller distants de 75 m. Il en déduit que les tubes ont été déclencés par des particules secondaires provenant d'une gerbe de particules initiée par un rayon cosmique primaire. En 1938 également, Pierre Auger mène ses expériences au mont Jungfraujoch, en Suisse à une altitude de 3500 m. Il étudie également les coïncidences entre détecteurs de particules et sa conclusion annoncée auprès de l'Académie des sciences le 18 juillet 1938 est la suivante : "On voit d'après ces résultats que les averses soudaines de rayons cosmiques décrites ici peuvent couvrir des surfaces de l'ordre de 1000 m^2, et comportant donc plusieurs dizaines de milliers de corpuscules, dont une moitié environ peut traverser 5 cm de plomb [...] on voit que l'énergie totale de la gerbe, et par conséquent du corpuscule initial qui la produit peut aller de 10^{12} eV à 10^{13} eV".

Les années 1940, avancées sur la nature du rayon cosmique primaire

En 1940, il a été démontré par M. Schein, lors de vols en ballon encore, que les rayons cosmiques primaires étaient surtout des protons. Puis en 1948, H. Brandt et B. Peters ont montré que les rayons cosmiques étaient des noyaux d'atomes se déplaçant à la vitesse de la lumière, noyaux allant jusqu'à $Z \sim 40$. Les abondances relatives ont pu être estimées et les noyaux les plus représentés sont H et He. Les noyaux plus lourds ont une distribution en masse proche de ce qui est mesuré dans le système solaire. Les noyaux tels que Ni et Fe ont été observés mais avec des taux d'occurence très faibles. On commence à utiliser des scintillateurs et des détecteurs Cherenkov dans des grands réseaux. On mesure que le spectre en énergie des rayons cosmiques est une loi de puissance, $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{\gamma}$, sur une grande gamme en énergie. En 1949, E. Fermi propose un mécanisme expliquant l'origine de l'énergie des rayons cosmiques : *"On the origin of the cosmic radiation"* (ce mécanisme est discuté dans le chapitre 2 page 49).

1958 : découverte du genou

G.V. Kulikov et G.B. Khristiansen mesurent un changement de pente dans le spectre en énergie autour de 10^{15} eV, c'est ce qu'on appelle communément "le genou".

Expériences à partir des années 1960

L'expérience Volcano Ranch au Nouveau Mexique annonce la détection en 1962 de la première gerbe d'énergie supérieure à 100 EeV ($= 10^{20}$ eV). D'autres expériences furent installées : Yakutsk en Russie en 1967, SUGAR en Australie en 1968, Haverah Park en Angleterre en 1968 également. La méthode de détection est identique : on détecte à l'aide de scintillateurs ou de cuves Cherenkov les particules secondaires de la gerbe qui atteignent le sol. Au début des années 1980, Fly's Eye fait son apparition, c'est la première expérience qui détecte les gerbes atmosphériques lors de leur développement via la lumière de fluorescence émise par le diazote atmosphérique excité par les particules secondaires de la gerbe. Fly's Eye se termine en 1993 pour laisser la place à son sucesseur, HiRes. Au début des années 1990, AGASA (l'extension sur 100 km^2 de l'expérience Akeno) collecte ses premières données. Dix ans plus tard, l'Observatoire Pierre Auger se déploie en Argentine et quelques années plus tard, TA (Telescope Array) installe son réseau de scintillateurs dans l'état de l'Utah aux USA.

1.1.2 Interprétations

La FIG. 1.1 (extraite de [2]) présente le spectre en énergie des rayons cosmiques, sans distinction de leur nature. Jusqu'à $\sim 10^{15}$ eV, il est possible de mesurer directement

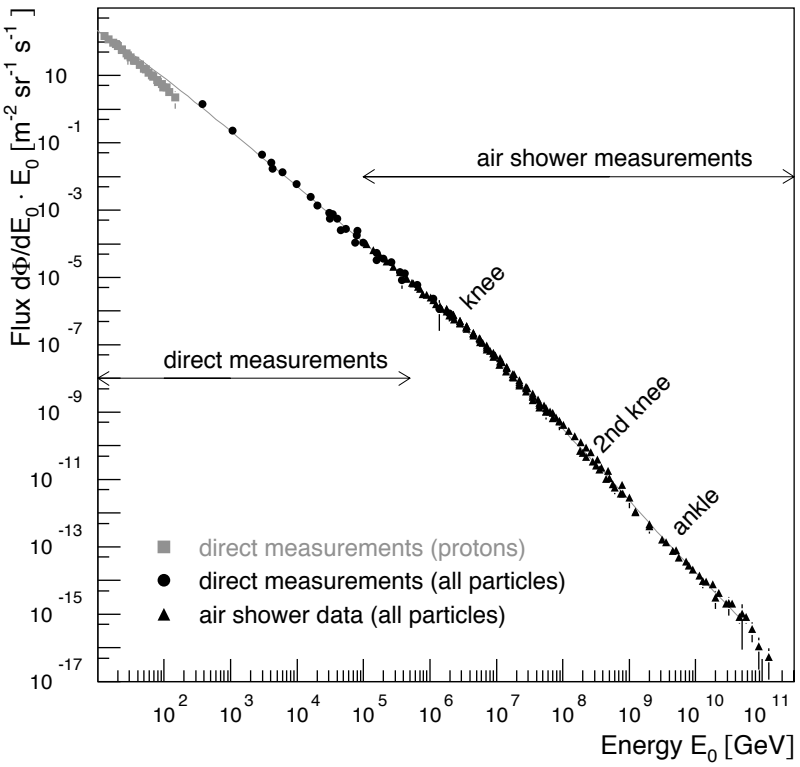


FIGURE 1.1 – *Spectre des rayons cosmiques.*

le rayon cosmique primaire car le flux est suffisamment élevé. Au-delà, on détecte le rayon cosmique primaire indirectement, en mesurant la gerbe atmosphérique qu'il génère suite à son interaction avec les nucléons de l'atmosphère terrestre. Le spectre est bien décrit par une loi de puissance $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{\gamma}$, il diminue d'un facteur 500 à chaque décade en énergie. Autour du GeV, on mesure environ 1000 particules/s/m^2. Le flux est de 1 particule/an/m^2 à 10^{15} eV (proche du genou) et atteint la valeur extrêmement faible de 1 particule/siècle/km^2 au-delà de 10^{20} eV (100 EeV). La pente γ de ce spectre est de -2.7 jusqu'à $\sim [3-5] \times 10^{15}$ eV puis, c'est ce qui définit le genou, γ vaut -3.1. Une deuxième rupture de pente se produit au deuxième genou autour de 4×10^{17} eV. Enfin, la dernière structure remarquable du spectre est à la cheville, à une énergie de 4×10^{18} eV, à partir de laquelle le spectre redevient plus plat. L'énergie du genou correspond à l'énergie maximale que les rayons cosmiques peuvent atteindre lorsqu'ils sont accélérés par le mécanisme de Fermi par les supernovæ galactiques. Ce mécanisme permet à une particule chargée se trouvant au voisinage d'un choc (explosion de supernova par exemple) de voir son énergie augmenter relativement d'un facteur v_{sh}/c à chaque cycle. Une particule qui traverse un grand nombre de fois le choc, pourra atteindre une énergie très élevée, dont la valeur maximale dépend de la turbulence magnétique (qui influe énormément sur la probabilité de faire des aller-retour), de la charge de la particule et du facteur de Lorentz du choc Γ_{sh}. Dans le cas des supernovæ, la probabilité d'échappement est de l'ordre de v_{sh}/c. Une fois acquise, l'énergie du rayon cosmique formé dans notre galaxie dicte sa trajectoire. En effet, le rayon de Larmor est donné par :

$$r_{\mathrm{L}} \sim \frac{1}{Z} \frac{E}{10^{15}\ \mathrm{eV}} \frac{1\ \mu\mathrm{G}}{B}\ \mathrm{pc}$$

où Z est la charge de la particule, E son énergie et B l'amplitude du champ magnétique galactique. Le mécanisme de Fermi n'agit que tant que la particule est confinée dans le site accélérateur, il faut pour cela que le rayon de Larmor de la particule soit plus petit que la taille du site, soit $r_{\mathrm{L}} \leqslant L$ ou de manière équivalente que l'énergie de la particule soit telle que (c'est le critère de Hillas) :

$$E \leqslant E_{\mathrm{max}} = 10^{15}\ \mathrm{eV} \times Z \times \frac{B}{1\ \mu\mathrm{G}} \times \frac{L}{1\ \mathrm{pc}} \tag{1.1}$$

où les valeurs de 1 pc et 1 μG correspondent aux valeurs typiques des supernovæ. Numériquement, on a une très bonne correspondance entre l'énergie maximale que peuvent atteindre les protons ($E_{\mathrm{p,max}} \sim 10^{15}$ eV) et l'énergie du genou. Pour un noyau plus lourd composé de Z protons, l'énergie maximale est $Z \times E_{\mathrm{p,max}}$. Si on ajoute le fait que ces rayons cosmiques plus lourds sont moins abondants, on peut reproduire la pente du spectre global après le genou (avec une pente de -3.1), en superposant les spectres individuels jusqu'à celui du noyau fer (résultat de l'expérience KASCADE [3]), pour lequel $E_{\mathrm{Fe,max}} = 2.6 \times 10^{16}$ eV. KASCADE mesure un alourdissement de la composition des rayons cosmiques galactiques avec l'énergie, après le genou. La fin du spectre en énergie pour ces rayons cosmiques galactiques se situe à des énergies proches de $30 \times E_{\mathrm{p,max}}$. On trouvera une discussion détaillée dans [4].

Concernant les directions d'arrivée des rayons cosmiques galactiques, leur rayon de Larmor est de l'ordre du pc, ce qui est très inférieur à la longueur de cohérence du champ magnétique dans notre galaxie : cela signifie que la trajectoire se fait selon un régime diffusif impliquant des directions d'arrivée isotropes.

Les supernovæ galactiques pourraient donc, comme nous venons de le voir, accélérer les rayons cosmiques jusqu'à quelques $Z \times 10^{15}$ eV. Or, les expériences détectent des gerbes atmosphériques compatibles avec des rayons cosmiques primaires d'énergies bien plus élevées. Ces rayons cosmiques sont probablement d'origine extra-galactique car leur énergie (prenons 1 EeV) correspondrait à des rayons de Larmor plus grands que la taille de notre galaxie. Le calcul montre que l'énergie de la cheville (4 EeV) correspond à la fin du confinement des particules dans notre galaxie. D'après la formule de Hillas Eq. 1.1, on peut jouer sur les facteurs B et L pour déterminer quelle énergie maximale on peut atteindre pour une nature Z de rayon cosmique donnée et rechercher si des objets astrophysiques connus ont de telles valeurs B et L. Le diagramme de Hillas présenté dans la Fig. 1.2 montre ces correspondances. Par exemple, avec ce genre de diagramme, on trouve qu'une supernova ne peut pas être la source d'un proton de 10^{17} eV, contrairement à une naine blanche, une étoile à neutron ou un sursaut gamma. Le mécanisme sous-jacent étant toujours l'accélération de Fermi, on peut également estimer l'énergie maximale pouvant être atteinte dans ce type d'objets :

$$E_{\mathrm{max}} \sim Z\,\beta_{\mathrm{sh}} \left(\frac{R}{1\ \mathrm{kpc}}\right) \left(\frac{B}{1\ \mu\mathrm{G}}\right)\ \mathrm{EeV},$$

où β_{sh} est la vitesse du choc responsable de l'accélération en unité de c. Pour les plus hautes énergies ($\geqslant 10^{19}$ eV), les seules sources possibles sont, d'après le diagramme de Hillas, les sursauts gamma (GRB), les noyaux actifs de galaxies (AGN) et les lobes radio des galaxies de type FR II (Fanaroff-Riley, type II, haute luminosité). La Fig. 1.3 est une photo de Centaurus A, elle a fait l'actualité du site "Astronomy Picture of the Day" le 31/05/2011.

Mentionnons que d'autres modèles, plus exotiques, peuvent rendre compte des rayons cosmiques à ces énergies. Ces modèles ne font pas intervenir de mécanisme d'accélération dans les chocs mais reposent sur de la nouvelle physique des très hautes

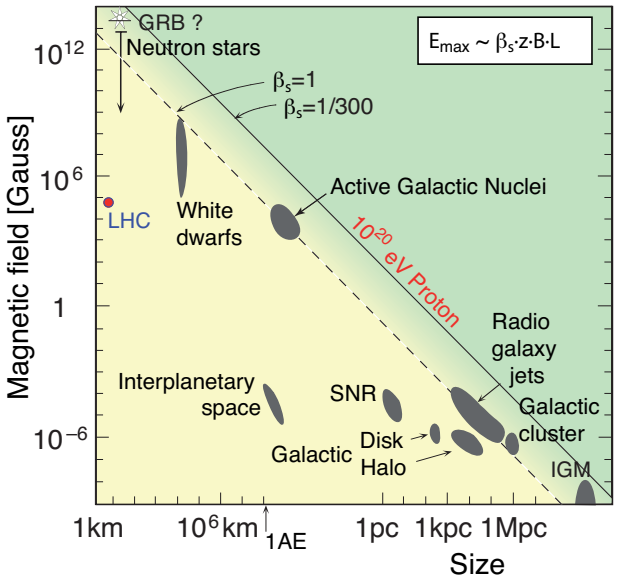


FIGURE 1.2 – *Diagramme de Hillas extrait de [2].*

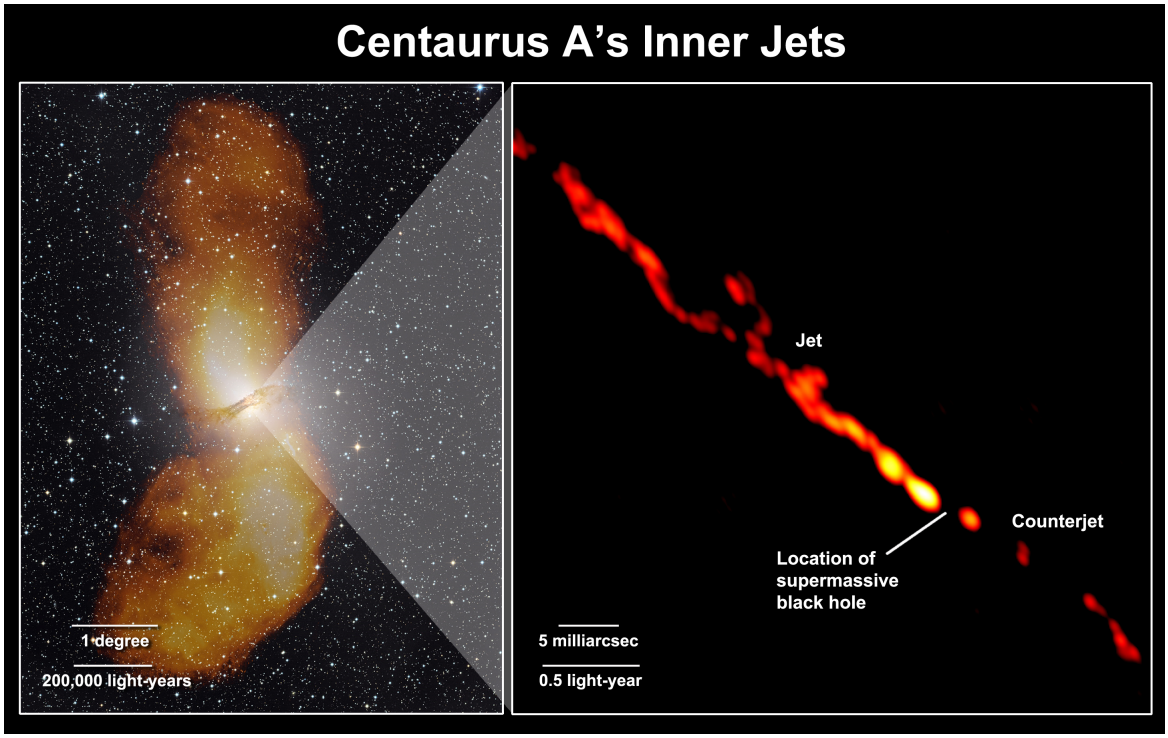


FIGURE 1.3 – *Gauche : photo de Centaurus A dans le domaine du visible. Droite : zoom sur la partie centrale de la galaxie en radio ; on voit très clairement les deux jets émis par le trou noir central supermassif. Centaurus A est une galaxie active toute proche, entre 3 et 5 Mpc de nous et doit être suivie de près par Auger (voir l'analyse d'Auger dans cette direction du ciel, page 23).*

énergies, non testée en laboratoire. Citons tout d'abord les modèles basés sur l'annihilation ou la désintégration de défauts topologiques créés après l'inflation. Ces défauts, créés de façon générique lors de transitions de phase dans l'univers primordial, possèdent des énergies de l'ordre de 10^{23} eV expliquant naturellement l'échelle d'énergie des rayons cosmiques qui leur sont associés. C'est également le cas pour les modèles

reposant sur la décroissance de particules reliques supermassives issues des théories de grande unification, ces particules ayant des énergies de l'ordre de 10^{25} eV. En général, ces modèles prédisent des flux importants de photons d'ultra-haute énergie qui ne sont pas observés à ce jour, par l'expérience Pierre Auger notamment ; ils ne sont donc pas favorisés par les données. Enfin, d'autres modèles, encore plus exotiques, font appel à une éventuelle brisure de l'invariance de Lorentz.

Les sources privilégiées sont donc celles précédemment mentionnées : les GRB, les AGN et les lobes des radio-galaxies. Ces objets se trouvent à des distances cosmologiques. Ce qui nous permet de penser à une fin naturelle du spectre en énergie des rayons cosmiques. L'idée vient de Greisen [5], Zatsepin et Kuzmin [6], en 1966. Ces auteurs se sont rendus compte que les interactions des rayons cosmiques avec le rayonnement de fond cosmologique (CMB) devrait produire une coupure dans le spectre au-dessus de $E_{\mathrm{GZK}} = 6 \times 10^{19}$ eV. En effet, un hadron ayant une énergie supérieure à E_{GZK} subit une perte d'énergie importante lors de sa propagation. Le mécanisme de perte d'énergie pour un proton avec un photon du CMB est la formation d'une résonance Δ^+ menant à de la photoproduction de pions ; pour un noyau, c'est la photodésintégration qui est responsable de la perte d'énergie. Cette déduction, dictée par la physique des particules, nous indique que l'observation hypothétique de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV implique que leurs sources doivent se situer à moins de 100 Mpc, la longueur d'atténuation au-delà de 10^{20} étant au maximum de quelques centaines de Mpc (elle vaut $\sim$ 100 Mpc pour un proton à 100 EeV). L'existence de ces particules extrêmes reste hypothétique notamment à cause de notre méconnaissance de leur véritable interaction avec les hadrons de l'atmosphère : nous sommes contraints d'extrapoler les sections efficaces dans les modèles d'interaction forte à des énergies hors de portée des accélérateurs actuels. Le LHC par exemple, avec ses 7 TeV par faisceau (centre de masse), est encore à un facteur $\sim$ 800 en-dessous d'une énergie sur cible fixe de 100 EeV. Outre la mesure précise de leur énergie, il faut pouvoir identifier ces particules. La détermination de la nature des rayons cosmiques à ces énergies est cruciale puisqu'elle permettra de comprendre quel processus en est la source.

Sur le sujet de la nature du rayon cosmique primaire, deux modèles tentent d'expliquer la forme du spectre à ultra-haute énergie (voir par exemple [7] pour une revue détaillée). Ces modèles supposent soit que les rayons cosmiques sont des protons, exclusivement, soit que les rayons cosmiques sont en partie des noyaux plus lourds. Ces hypothèses sont très raisonnables puisqu'aucune gerbe d'ultra-haute énergie compatible avec un primaire photon ou neutrino n'a été détectée dans Auger [8, 9]. Le spectre en énergie observé sur Terre n'a pas la même forme qu'à la source car lors de leur propagation, les rayons cosmiques subissent des pertes d'énergie, qu'il s'agisse de protons ou de noyaux et pour les noyaux, ils peuvent changer de nature sur le trajet, de sorte que la composition observée sur Terre n'est pas nécessairement identique à la composition à la source. De plus, les champs magnétiques extra-galactiques influent sur le spectre. Si l'inversion du problème n'est pas simple, on peut calculer la forme du spectre attendu étant donnés :

- les interactions du rayon cosmique avec les fonds de photons, depuis la source jusqu'à la Terre ;
- la distribution et l'amplitude des champs magnétiques extragalactiques rencontrés sur le trajet ;
- un modèle pour les densités et l'évolution cosmologique des fonds de photons ;
- une distribution pour les sources des rayons cosmiques ;
  - pour ces sources, il faut un modèle d'évolution de leur luminosité. On peut par exemple considérer des sources sans évolution cosmologique (uniforme), ou des

sources qui suivent le taux de formation d'étoiles (SFR) ou dont la distribution suit celle des radio-sources puissantes de type FR-II ;
– faire également une hypothèse sur le spectre en énergie des rayons cosmiques accélérés (spectre d'injection, caractérisé par la pentre s caractérisant le mécanisme de Fermi $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{-s}$).

Les fonds de photons susceptibles d'interagir avec les rayons cosmiques sont le rayonnement de fond cosmologique (CMB), le fond infrarouge (IR), le fond optique et le fond ultraviolet (UV). On dispose de mesures de ces fonds, à un redshift de $z = 0$. On peut par exemple prendre les modèles d'évolution cosmologique et de densité décrits dans [10] pour les parties IR, optique et UV. Un proton perd de l'énergie à cause de l'expansion de l'univers (pour $E \leqslant 1$ EeV), par production de paires e^+, e^- (seuil autour de 1 EeV) et par photoproduction de pions (très efficace au-delà de 70 EeV). L'univers devient opaque aux protons à partir de 100 EeV. L'interaction de ces protons avec les photons produit des neutrinos et des photons cosmogéniques. À basse énergie, la perte d'énergie due à l'expansion de l'univers domine. La longueur d'atténuation pour un proton $\chi_{\mathrm{att}}(E)$ dépend de l'énergie et son évolution est montrée dans la Fig. 1.4. Si l'on suppose que les

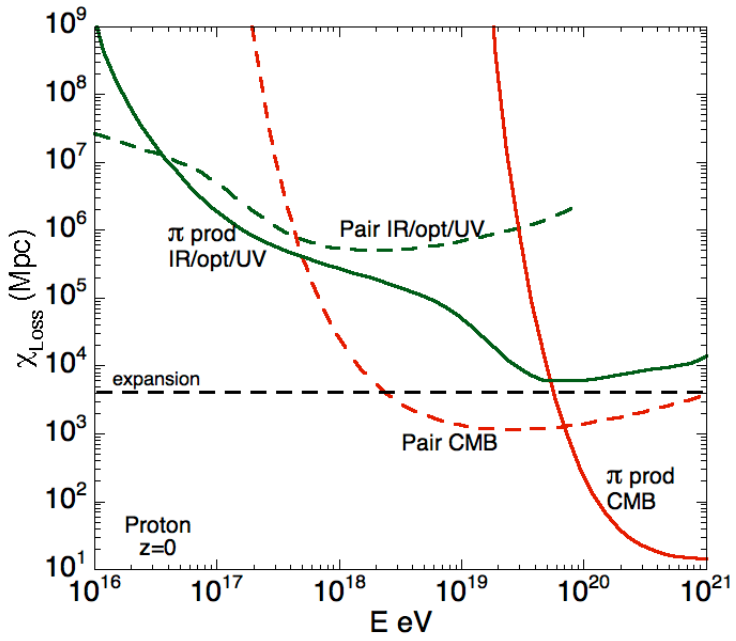


Figure 1.4 – *Longueur d'atténuation $\chi_{att}(E)$ pour un proton en fonction de son énergie. Au dessus de 10^{20} eV, $\chi_{att}(E)$ est de l'ordre de la dizaine de Mpc rendant l'univers opaque aux protons, s'ils proviennent de sources situées à des distances cosmologiques. La figure est extraite de [7].*

sources extra-galactiques accélèrent des protons (et uniquement des protons), les interactions étant connues, la forme du spectre dépend encore de la variation de l'évolution cosmologique du flux de rayons cosmiques et de l'énergie maximale d'accélération à la source. Pour cette dernière, si l'on suppose $E_{\mathrm{max}} = 3 \times 10^{20}$ eV et que l'on considère les trois modèles d'évolution cosmologique des sources mentionnés précédemment (uniforme, SFR et FR-II), on peut calculer les spectres montrés dans la Fig. 1.5. Dans cette figure, le spectre est multiplié par E^3. Ces spectres sont à comparer avec la variation de la longueur d'atténuation $\chi_{\mathrm{att}}(E)$ avec l'énergie (voir Fig. 1.4). À basse énergie, la longueur d'atténuation $\chi_{\mathrm{att}}(E)$ est due à la perte d'énergie par expansion cosmologique, qui est un processus indépendant de l'énergie, de sorte que les spectres en énergie observés sont identiques aux spectres à la source. À plus haute énergie, $\chi_{\mathrm{att}}(E)$ diminue à cause

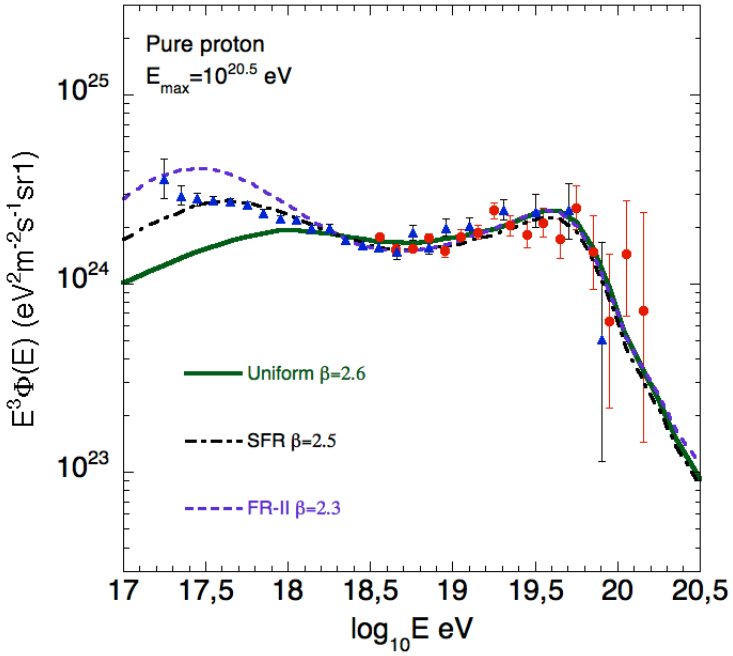


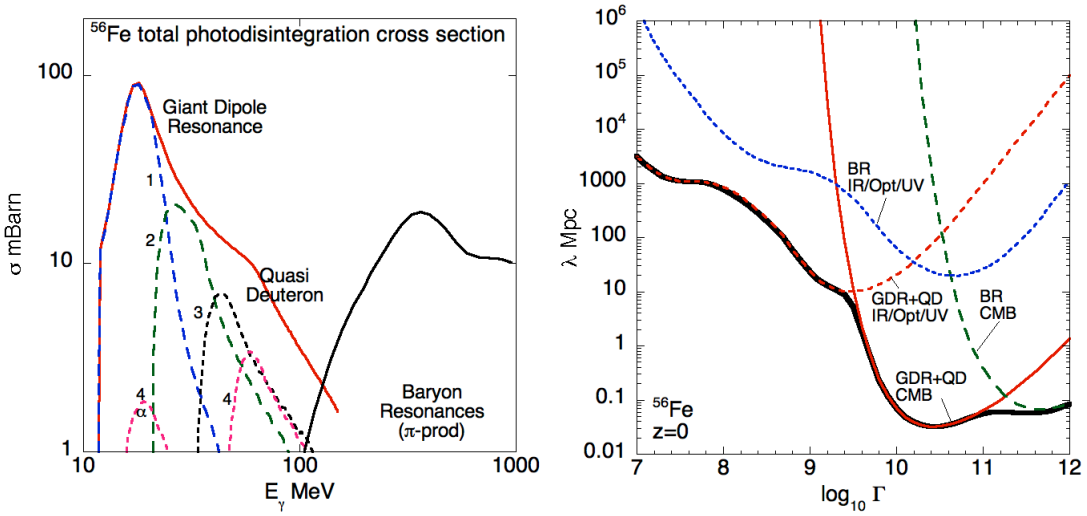
FIGURE 1.5 – *Modèle du "dip". Le spectre est multiplié par E^3. On suppose que l'énergie maximal d'accélération est* 300 *EeV (record mesuré par Volcano Ranch en* 1962*). Les données apparaissant dans la figure sont celles de HiRes en mode monoculaire [11].*

de la création de paires e^+, e^-, l'énergie des protons diminue également provoquant une diminution de la pente du spectre. La bosse apparaissant entre $17.5 \leqslant \log E \leqslant 18$ est appelée "la bosse de production de paire". Encore à plus haute énergie, avant que la production de pions soit possible, $\chi_{\text{att}}(E)$ se stabilise ce qui provoque une remontée (si l'on multiplie le spectre par E^3) du spectre en énergie jusqu'à $\log E \sim 19.5$. L'ensemble de la bosse de production de paire et de la remontée du spectre (le tout étant dû au mécanisme de production de paire) s'appelle le "pair production dip", c'est le modèle défendu par [12].

De même, on peut calculer le spectre observé dans le cas de noyaux. Un noyau peut perdre de l'énergie suite à une diminution de son facteur de Lorentz Γ et/ou par diminution de son nombre de nucléons (photodésintégration). La diminution du facteur de Lorentz est principalement provoquée par la perte d'énergie due à l'expansion de l'univers et par le mécanisme de création de paires. Le seuil de création de paires est proportionnel à la masse A du noyau et la longueur d'atténuation décroît en A/Z^2 à Γ fixé. Sans entrer dans les détails, différentes résonances du noyau mènent à la perte de nucléons : la résonance dipolaire géante du noyau se produit suite à l'absorption d'un photon d'énergie comprise entre 10 et 50 MeV, dans le référentiel du noyau. À partir de 30 MeV, le mécanisme de quasi-deutéron [1] domine et fait perdre plusieurs nucléons au noyau [13]. Aux plus hautes énergies [14], le principal mécanisme est l'interaction d'un photon avec un seul nucléon du noyau, produisant un ou plusieurs pions. Pour un noyau lourd, $\sim$ 80% des pions ainsi photoproduits sont réabsorbés dans le noyau lui-même qui développe ensuite une cascade intra-nucléaire menant à l'émission de neutrons, protons et pions de haute énergie. Les nucléons qui ne se sont pas échappés du noyau dissipent leur énergie cinétique parmi tous les nucléons du noyau lequel s'évapore par

1. Interaction du photon incident avec le moment dipolaire électrique d'une paire proton/neutron du noyau.

émission de neutrons, protons et photons de basse énergie (voir également [15]). À titre d'illustration, la section efficace de désintégration du noyau de fer est montrée dans la FIG. 1.6(a) et la longueur d'atténuation associée dans la FIG. 1.6(b). La longueur



(a) *Section efficace de photodésintégration nucléaire en fonction de l'énergie du photon incident.*

(b) *Libre parcours moyen d'un noyau de fer en fonction de son facteur de Lorentz.*

FIGURE 1.6 – *Selon l'énergie du noyau et l'énergie du photon incident (CMB, IR, optique, UV), différents mécanismes nucléaires sont activés menant à la dégradation de l'énergie du noyau ainsi qu'à sa désintégration. Les figures sont extraites de [7].*

d'atténuation a un comportement similaire pour l'ensemble des noyaux, de $Z = 1$ à $Z = 26$, elle est de l'ordre de quelques Mpc au-delà de 10^{20} eV, comme on peut le voir dans la FIG. 1.7.

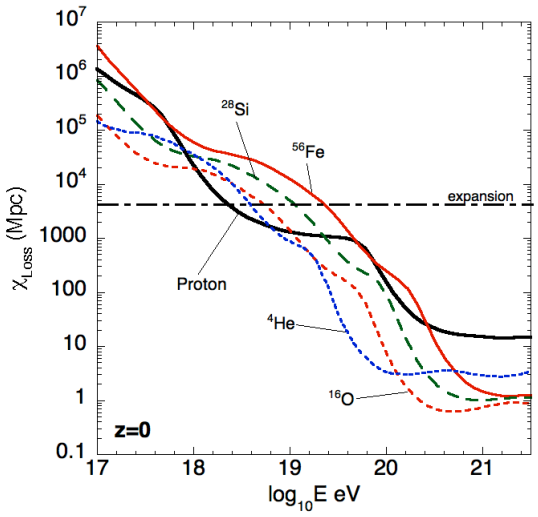


FIGURE 1.7 – *Longueur d'atténuation pour différents noyaux en fonction de leur énergie. La figure est extraite de [7].*

En faisant varier les paramètres libres du modèle du "dip" (100% proton) et du modèle basé sur les noyaux, il est possible de rendre compte du spectre mesuré, Dans

la FIG. 1.8, les spectres présupposent une distribution de sources particulière (uniforme, FRII, SFR) ainsi qu'un spectre d'accélération à la source, d'indice spectral s. Nous consta-

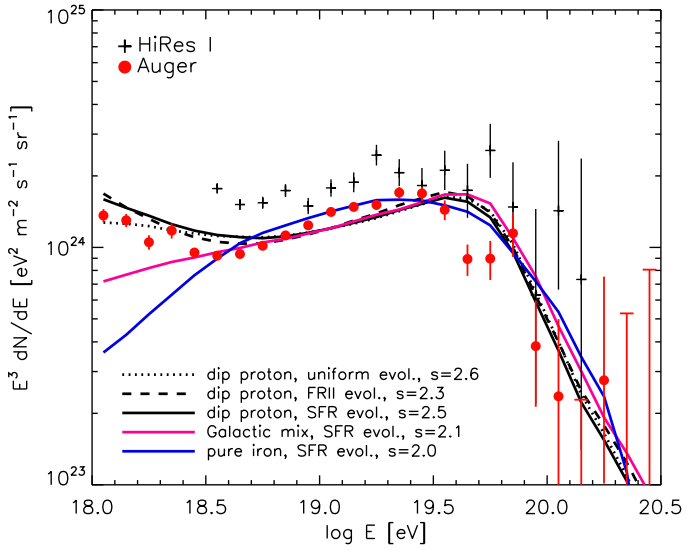


FIGURE 1.8 – *Fit du spectre mesuré (points rouges et points noirs) par le modèle du "dip" (*100% *proton) et le modèle basé sur les noyaux. La figure est extraite de [16].*

tons que la description du spectre mesuré est satisfaisante pour les deux modèles. Afin de les discriminer, une connaissance accrue de la composition des rayons cosmiques mesurés est indispensable.

Enfin, l'étude de la distribution sur le ciel de leurs directions d'arrivée fera éventuellement apparaître des anisotropies à différentes échelles angulaires qui nous permettront de localiser les sources et de progresser dans la compréhension de ces rayons cosmiques.

L'une des principales questions à laquelle nous souhaitions répondre au début des années 2000 concernait l'existence des rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK. À cette époque, quelques expériences (dont AGASA, Fly's Eye) semblaient avoir détecté des rayons cosmiques avec une énergie supérieure à 100 EeV, notamment AGASA qui en détectait une quantité étonnamment importante étant donnée sa taille (100 km^2). Cependant, après avoir annoncé un total de onze événements d'énergie reconstruite supérieure à 100 EeV, AGASA n'en déclarait plus que 5 en juin 2006 suite à une nouvelle estimation de l'énergie. AGASA prétendait également avoir observé des accumulations d'événements (ayant une même direction d'arrivée, pouvant indiquer une source) — il s'agit ici de doublets ou de triplets — incompatibles avec le hasard. Des études, très controversées, associaient ces multiplets avec des BL Lacs [17]. De son côté, l'expérience HiRes (successeur de Fly's Eye) présente un spectre en énergie compatible avec la coupure GZK et ne trouve aucune corrélation avec les BL Lacs. AGASA et HiRes étaient donc en désaccord sur ces deux points cruciaux. La situation était des plus confuses dans les années 2000. À quel facteur sont dues ces contradictions ? Protocoles et/ou méthodes expérimentales mal maîtrisées ou erreurs dans les analyses ? Dans le but de lever l'ambiguïté qui pourrait provenir de choix expérimentaux différents, l'observatoire Pierre Auger est le premier détecteur hybride au monde à avoir un détecteur de surface (SD) sensible aux particules secondaires de la gerbe touchant le sol et un détecteur de fluorescence (FD). Ainsi, les mêmes événements sont détectés au même endroit et au

même moment par les deux détecteurs ce qui permet de bien comprendre les effets systématiques liés à chacun d'eux.

Aujourd'hui, la situation expérimentale a changé mais les résultats ne sont pas identiques entre les expériences actuelles à haute statistique et/ou haute sensibilité comme l'Observatoire Pierre Auger, Telescope Array (TA) et HiRes.

1.1.3 Statut expérimental actuel

Auger et TA sont deux expériences hybrides, et même super-hybrides par l'utilisation de la détection radio des gerbes comme il sera longuement question dans ce document. HiRes n'utilise que la technique de fluorescence. En terme de taille, Auger représente 30 fois AGASA et TA, 7 fois AGASA. L'expérience HiRes a présenté ses résultats définitifs en 2011.

Coupure dans le spectre

La première annonce d'observation d'une coupure dans le flux à ultra-haute énergie vient d'HiRes. En mode monoculaire (statistique maximale, gerbes vues par un seul télescope de fluorescence), la coupure est observée avec une significance de $5.3\,\sigma$. En mode stéréo (gerbe vue par au moins 2 télescopes), la significance est de $4\,\sigma$. TA l'observe à un niveau de $3.9\,\sigma$. L'Observatoire Pierre Auger trouve la coupure à une énergie de 4.2×10^{19} eV avec une significance de $20\,\sigma$. Le spectre est montré dans la Fig. 1.9. Chacune de ces trois expériences est auto-cohérente sur son estimation en énergie (mono-hybride-détecteur de surface). Les spectres en énergie sont cohérents dans la limite des erreurs systématiques. Dans la table 1.1, je résume les valeurs mesurées par TA, HiRes (mono) et Auger concernant $\gamma_{<\text{ankle}}$, la pente du spectre en dessous de la cheville, $\gamma_{>\text{ankle}}$, la valeur au-dessus de la cheville, E_{ankle} la valeur de la cheville et E_{GZK} la valeur de la coupure dans le spectre, qui pourrait être la coupure GZK. On peut

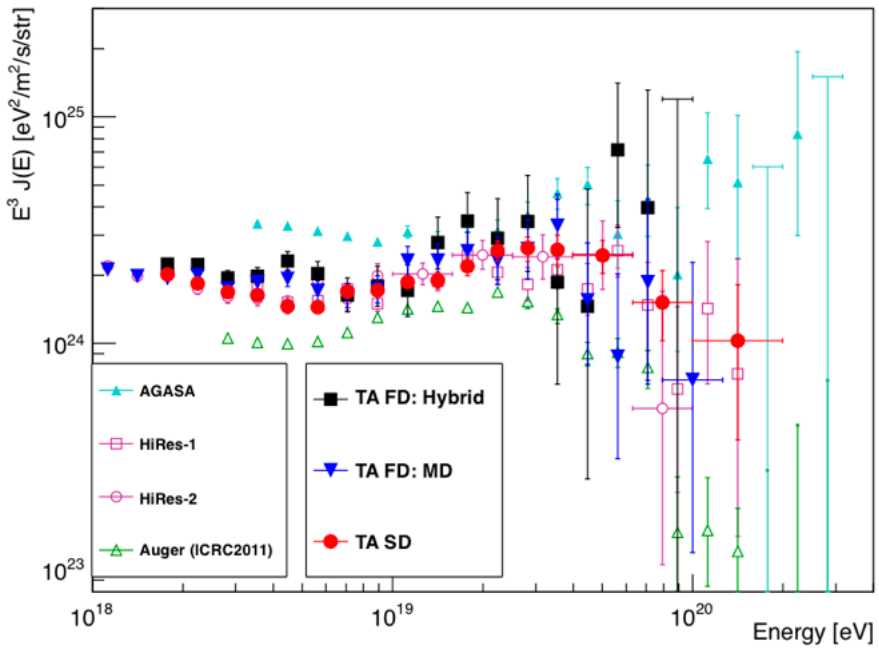


Figure 1.9 – *Coupure dans le spectre vue de façon non-ambigüe par Auger, HiRes et TA.*

	TA	Auger	HiRes
$\gamma_{<\text{ankle}}$	-3.33 ± 0.04	-3.27 ± 0.02	-3.25 ± 0.01
$\gamma_{>\text{ankle}}$	-2.68 ± 0.04	-2.68 ± 0.01	-2.81 ± 0.03
$\log(E_{\text{ankle}}/1\text{ eV})$	18.69 ± 0.03	18.61 ± 0.01	18.65 ± 0.05
$\log(E_{\text{GZK}}/1\text{ eV})$	19.68 ± 0.09	19.41 ± 0.02	19.75 ± 0.04

TABLE 1.1 – *Paramétrisation de la forme du spectre à ultra-haute énergie par TA, Auger et HiRes.*

constater que les 3 expériences sont en bon accord pour rendre compte de la forme du spectre aux énergies les plus hautes.

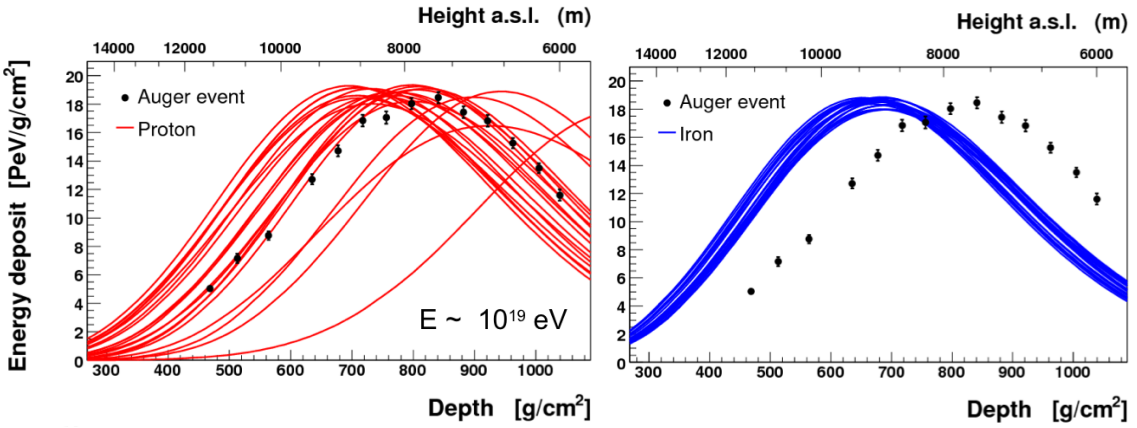
Nature du primaire

Nous avons vu que la nature du primaire était un facteur clé de la compréhension des sources et des mécanismes accélérant les rayons cosmiques. La méthode de détection la plus contraignante sur la nature du primaire est la technique de fluorescence. Un télescope de fluorescence collecte la lumière UV émise par les molécules de N_2 de l'atmosphère. Ces molécules sont excitées par le passage des particules secondaires chargées de la gerbe et se désexcitent de manière isotrope, ce qui permet de voir les gerbes en fluorescence à relativement grande distance. Sans entrer dans le détail de la technique de fluorescence (je donne tout de même quelques informations lors de la description d'Auger dans la section 1.3.1, page 37), le profil longitudinal de la gerbe dépend fortement de la nature du primaire. Le profil est la courbe qui donne le nombre de particules dans la gerbe (ou la quantité d'énergie déposée dans l'atmosphère) en fonction de la profondeur atmosphérique traversée. En général, on ne parle pas de profondeur en terme de distance mais en terme de quantité de matière traversée, ce qui permet de discuter du profil sans avoir à préciser l'inclinaison de la gerbe. La profondeur X s'exprime en g.cm^{-2}, qui provient de la prise en compte le long du parcours de la masse volumique de l'air $\rho(z)$ à chaque étape de développement de la gerbe. À titre d'illustration, la FIG. 1.10 montre des simulations de profils obtenus pour des gerbes initiées par des protons (FIG. 1.10(a)) et des noyaux de fer (FIG. 1.10(b)). Un événement détecté par l'instrument de fluorescence d'Auger est représenté par les points noirs. Le point du maximum de développement d'une gerbe, X_{max} correspond à une certaine épaisseur d'atmosphère traversée. On peut calculer X_{max} connaissant la nature du primaire et son point de première interaction X_1 :

$$X_{\text{max}} = X_1 + X_0 \left(a + b \ln \frac{10^{12}\, E/81 \text{ MeV}}{A} \right),$$

où E est l'énergie du primaire exprimée en EeV, A le nombre de nucléons contenus dans le primaire, $a = 1.7$, $b = 0.76$, $X_0 = 36.2$ g.cm^{-2}. X_0 est la longueur de radiation dans l'air. Il faut retenir ici que X_{max} varie en $\ln(E/A)$. D'après cette formule, on voit que l'incertitude sur le X_{max} provient exclusivement de celle sur la valeur du point de première interaction X_1. On obtient X_1 à partir de la valeur de la section efficace noyau/air σ_M à une énergie E (paramétrisation des estimations de QGSJET, obtenue par Vincent Marin [18]) :

$$\begin{aligned}\sigma_M(A,E) =& A^{3/2}\left[\alpha_{3/2}\log E + \beta_{3/2}\log^2 E + \gamma_{3/2}\right] + A\left[\alpha_1 \log E + \beta_1 \log^2 E + \gamma_1\right] + \\ & A^{1/2}\left[\alpha_{1/2}\log E + \beta_{1/2}\log^2 E + \gamma_{1/2}\right] + \left[\alpha_0 \log E + \beta_0 \log^2 E + \gamma_0\right] \text{ mb}\end{aligned}$$



(a) *Profils obtenus par simulation de gerbes initiées par des protons. La dispersion est importante.*

(b) *Profils obtenus par simulation de gerbes initiées par des noyaux de fer. La dispersion est bien plus faible que dans le cas des profils de protons.*

FIGURE 1.10 – *La comparaison d'un profil mesuré avec des simulations permet d'estimer la nature du primaire. L'événement détecté, représenté par les points noirs a très peu de chances d'être issu d'un noyau de fer.*

avec :

$$\begin{array}{lll} \alpha_{3/2} = 1.00327 & \beta_{3/2} = -0.0422274 & \gamma_{3/2} = -8.55931 \\ \alpha_1 = -16.2228 & \beta_1 = 0.640261 & \gamma_1 = 127.132 \\ \alpha_{1/2} = 73.1734 & \beta_{1/2} = -2.55985 & \gamma_{1/2} = -326.027 \\ \alpha_0 = -53.5617 & \beta_0 = 2.96924 & \gamma_0 = 298.441 \end{array}$$

Une fois σ_M connue, on en déduit la longueur d'interaction du noyau par $\lambda_{\text{int}}(A,E) = M_{\text{air}}/\sigma_M(A,E)$, avec $M_{\text{air}} = 24160$ mb.g.cm^{-2}. Pour une gerbe donnée, le point de première interaction sera donné par un tirage selon une loi de Poisson de paramètre $\lambda_{\text{int}}(A,E)$, de distribution de probabilité :

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}X_1} = \frac{1}{\lambda_{\text{int}}(A,E)} e^{-X_1/\lambda_{\text{int}}(A,E)}.$$

Il est très instructif de comparer les distributions de X_1 pour des gerbes initiées par différents primaires. Par exemple, la FIG. 1.11 montre les distributions normalisées des X_1 à 1 EeV pour des protons et des noyaux de fer et oxygène. C'est de cette manière que dans SELFAS nous simulons les gerbes avec des X_1 et des primaires différents (voir chapitre 5 page 193). On comprend tout de suite pourquoi les profils des gerbes initiées par des noyaux de fer sont bien moins dispersés que des profils initiés par des protons comme montré dans la FIG. 1.10 : la gamme de valeurs permises pour X_1 dans le cas du fer est bien plus petite que dans le cas du proton. La variable X_{max} mais également sa dispersion sont corrélées à la nature du primaire. Expérimentalement, il suffit de tracer la valeur de X_{max} et de rms(X_{max}) en fonction de l'énergie, de comparer à des simulations correspondant aux valeurs extrêmes possibles pour un primaire : $A = 1$ (proton) et $A = 56$ (fer) et de voir si les données sont plus proches des protons ou du fer pour avoir une estimation de la composition des rayons cosmiques aux énergies qui nous intéressent. Les FIGS. 1.12, 1.13 et 1.14 montrent les résultats récents (août 2011) des expériences HiRes, Auger et TA respectivement. HiRes et TA sont compatibles avec

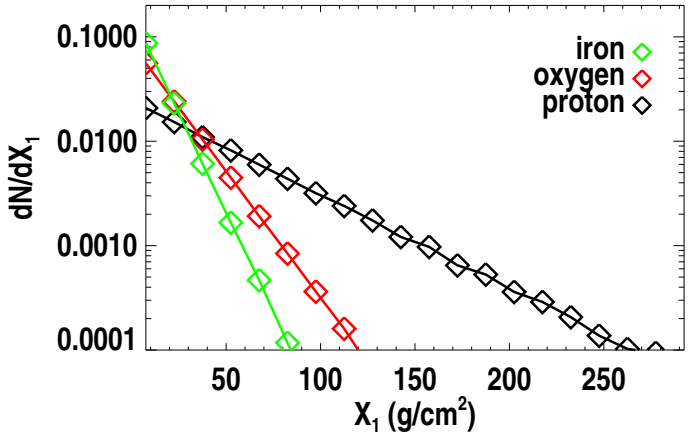


FIGURE 1.11 – *Distribution normalisée du point de première interaction selon la nature du primaire, à 1 EeV.*

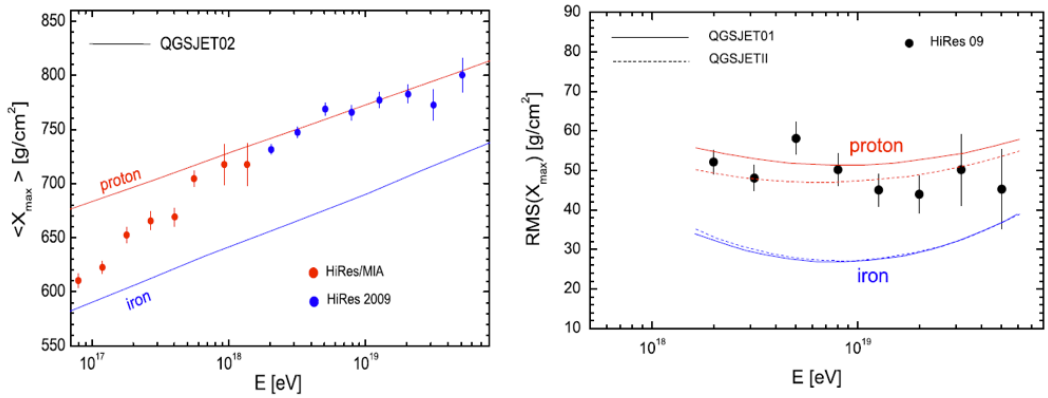


FIGURE 1.12 – *Composition des rayons cosmiques selon HiRes. Gauche : X_{max} en fonction de l'énergie. Droite : rms(X_{max}) en fonction de l'énergie. Les courbes correspondent aux valeurs prédites par les simulations dans les cas proton et fer. Les données d'HiRes sont compatibles avec des protons.*

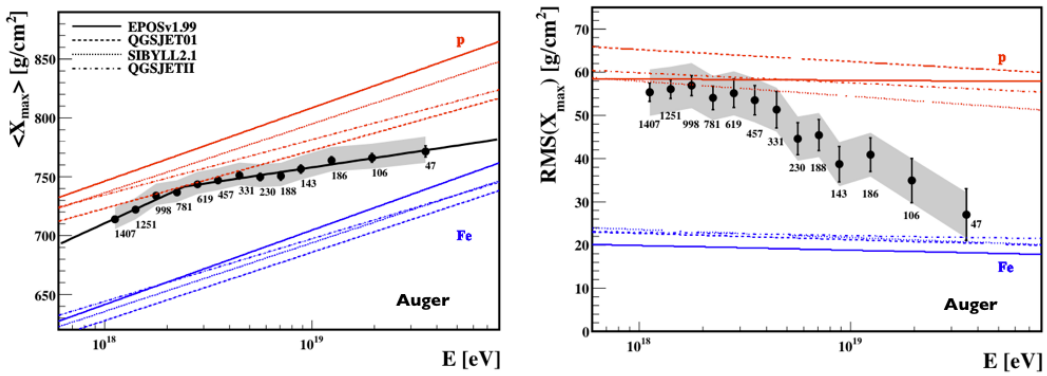


FIGURE 1.13 – *Composition des rayons cosmiques selon Auger. Gauche : X_{max} en fonction de l'énergie. Droite : rms(X_{max}) en fonction de l'énergie. Les courbes correspondent aux valeurs prédites par les simulations dans les cas proton et fer. Les données d'Auger montrent un alourdissement de la compositon aux plus hautes énergies.*

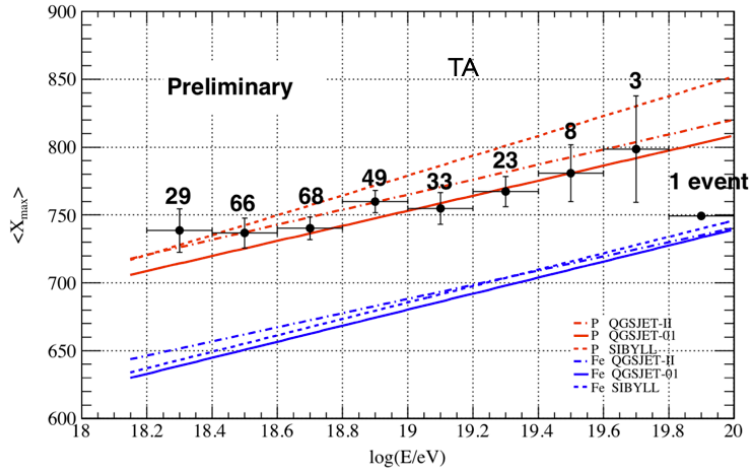


FIGURE 1.14 – *Composition des rayons cosmiques selon TA. La figure montre X_{max} en fonction de l'énergie ; les données sont compatibles avec des protons.*

des protons à toutes les énergies. Les données Auger montrent une nette tendance à un alourdissement de la composition à partir de 2 EeV, ainsi qu'un changement de pente. L'ensemble de ces résultats provient des données obtenues avec la technique de fluorescence. De récentes analyses utilisant les données du SD d'Auger (et donc totalement indépendantes du FD) montrent les mêmes tendances concernant la composition.

En conclusion, la situation expérimentale actuelle sur la composition des rayons cosmiques à ultra-haute énergie n'est pas totalement claire, comme elle peut l'être sur la coupure dans le spectre autour de 4×10^{19} eV notamment.

Section efficace à ultra-haute énergie

Il est possible, à partir des événements qui ont des grandes valeurs de $X_{\max}$ de mesurer la valeur de la section efficace proton-air. La méthode a initialement été proposée par l'équipe de Fly's Eye [19, 20]. Avec leurs données et à une énergie de $\sqrt{s} = 30$ TeV, ils ont pu estimer à 72 ± 9 g.cm^{-2} la valeur de la pente Λ de la distribution $\mathrm{d}N/\mathrm{d}X_{\max} \propto e^{-X_{\max}/\Lambda}$, ce qui correspond à une valeur de section efficace proton-air $\sigma^{\mathrm{prod}}_{\text{p-air}} = 530 \pm 66$ mb. L'estimation d'Auger (voir [21]) en utilisant les gerbes reconstruites entre 10^{18} eV et $10^{18.5}$ eV — correspondant à $\sqrt{s} = 57 \pm 0.3(\mathrm{stat}) \pm 6(\mathrm{syst})$ TeV — est de $\Lambda = 55.8^{+2.4}_{-2.3}$ g.cm^{-2}, soit $\sigma^{\mathrm{prod}}_{\text{p-air}} = 505 \pm 22(\mathrm{stat})^{+28}_{-36}(\mathrm{syst})$ mb. La FIG. 1.15 montre le résultat de la mesure de section efficace proton-air. Pour faire cette analyse, on considère les gerbes les plus pénétrantes de la distribution $\mathrm{d}N/\mathrm{d}X_{\max} \propto e^{-X_{\max}/\Lambda}$. On fait ensuite des simulations de gerbes aussi proches que possible des gerbes détectées et sélectionnées pour l'analyse. Les gerbes simulées sont reconstruites pour le même code de reconstruction d'Auger que celui qui a servi pour reconstruire les données. On peut ainsi utiliser la reconstruction des gerbes simulées pour obtenir Λ_{MC}, qui est la pente de la distribution $\mathrm{d}N_{\mathrm{MC}}/\mathrm{d}X_{\max}$. On compare les valeurs Λ_{MC} et Λ. La démarche finale est la suivante : dans les codes de simulation de gerbes, on utilise des sections efficaces hadroniques à des énergies qui sont hors de portée du LHC. Ces sections efficaces sont extrapolées à partir de modèles qui se basent, eux, sur des mesures à plus basse énergie. En modifiant les valeurs de ces sections efficaces dans les codes de simulations, on modifie le développement de la gerbe et donc les valeurs de Λ_{MC}. La valeur de la section efficace $\sigma^{\mathrm{prod}}_{\text{p-air}}$ est celle qui correspond au meilleur accord entre Λ_{MC} et Λ.

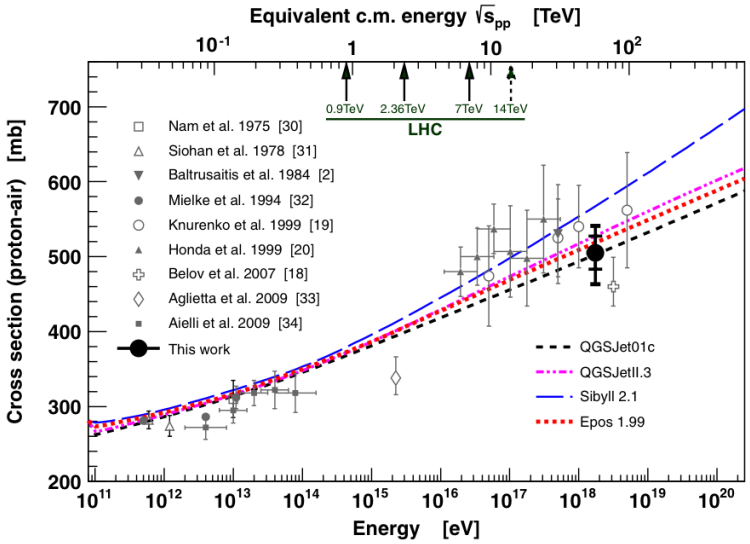


FIGURE 1.15 – *Section efficace proton-air à* $\sqrt{s} = 57$ *TeV.*

Directions d'arrivée

À très haute énergie, quelques 10^{19} eV, les rayons cosmiques ont une rigidité telle que la déflexion magnétique qu'ils subissent lors de leur trajet galactique et/ou extra-galactique est faible par rapport à la précision avec laquelle la direction d'arrivée est reconstruite (de l'ordre du demi-degré). Il est donc très intéressant de s'intéresser aux anisotropies à petite échelle angulaire, comme l'ont fait toutes les expériences récentes.

HiRes et TA sont installées dans l'hémisphère nord, Auger est dans le sud. HiRes en mode stéréo n'indique aucune anisotropie. À toutes les énergies, les données sont compatibles avec un flux isotrope à 95% de niveau de confiance. En recherchant des corrélations avec le catalogue d'AGN de Véron-Cetty-Véron [22], HiRes trouve que 2 événements détectés sur 13 sont effectivement corrélés avec un AGN (dans une fenêtre angulaire de 3.1°, la même valeur qu'Auger), pour 3.2 attendus si le flux était isotrope. TA (qui a 20% de l'exposition d'Auger) de son côté, trouve que 8 événements sur 20 sont corrélés avec un AGN, pour 4.8 attendus dans le cas isotrope. L'excès de TA n'est pas significatif.

Auger en revanche détecte une anisotropie et une corrélation avec les AGNs. La découverte de cette corrélation a eu lieu en deux temps : à partir des gerbes détectées entre le 01/01/2004 et le 26/05/2006, et du catalogue de VCV choisi, on détermine des coupures sur les gerbes et sur le catalogue qui maximisent le niveau de corrélation. Les coupures sont faites sur l'énergie minimale des gerbes choisies, le redshift z des AGN choisis et la distance angulaire α entre les directions d'arrivée des gerbes et la position des AGNs. Lors de ce travail exploratoire, les coupures trouvées sont : $E \geqslant 57$ EeV, $z \leqslant 0.018$ (soit une distance inférieure à 75 Mpc) et $\alpha \leqslant 3.1°$. La corrélation trouvée avec ces paramètres est de 80% (12 événements sur 15 sont corrélés avec un AGN, pour 3.2 attendus) mais n'a aucune valeur significative car les paramètres ont justement été optimisés pour la rendre importante. La deuxième étape de cette étude a consisté à conserver ces paramètres et à recalculer le niveau de corrélation sur un lot de données indépendant, entre le 27/05/2006 et le 31/08/2007. La corrélation pour ces nouvelles données était de 9 événements (pour 2.7 attendus) sur un total de 13 sont corrélés, soit une fraction de 69^{+11}_{-13}%. Le taux de corrélation attendu si les rayons cosmiques détectés

avaient un flux isotrope est de 21%. Cela signifie que la corrélation mesurée est réelle, incompatible avec un flux isotrope. Ce résulat a fait l'objet de la publication [23]. Entre le 27/05/2006 et le 31/12/2009, 55 événements d'énergie supérieure à 57 EeV étaient détectés dont 21 étaient corrélés avec les AGN, soit une fraction de 38^{+7}_{-6}% [24]. Pour être complet, je mentionne que lors de la conférence ICRC qui s'est tenue en août 2011 à Pékin, TA [25] annonçait 11 événements corrélés (pour 6 attendus) sur 25 événements détectés en utilisant les mêmes paramètres que ceux trouvés par la collaboration Auger et le même catalogue d'AGN (mais de l'hémisphère nord). La fraction de corrélation est pour TA de 44% mais avec une probabilité isotrope de 24% (c'est 21% pour Auger). La probabilité que ce résultat de TA soit dû au hasard est de 2%.

La dernière estimation de la fraction de corrélation a été calculée (jusqu'à fin juin 2011) sur 84 événements dont 28 sont corrélés avec un AGN (pour 17.6 attendus), soit 33 ± 5%. La conclusion est que les directions d'arrivée des rayons cosmiques au-dessus de 57 EeV détectés par Auger sont corrélés avec les AGN et un flux isotrope est exclu à 99% de niveau de confiance. La probabilité d'observer une telle corrélation à partir d'une distribution aléatoire est inférieure à 1%. Les AGN doivent être considérés comme des traceurs de la distribution de matière proche ($\leqslant$ 75 Mpc) dans l'univers, et non comme les véritables sources des rayons cosmiques. Cependant, il faut garder à l'esprit que la fraction de corrélation décroît régulièrement avec le temps : 69% au 31/08/2007 puis 38% au 31/12/2009 à 33% en 2011. La Fig. 1.16 montre cette très surprenante décroissance. Une autre manière de détecter des anisotropies est de s'affranchir

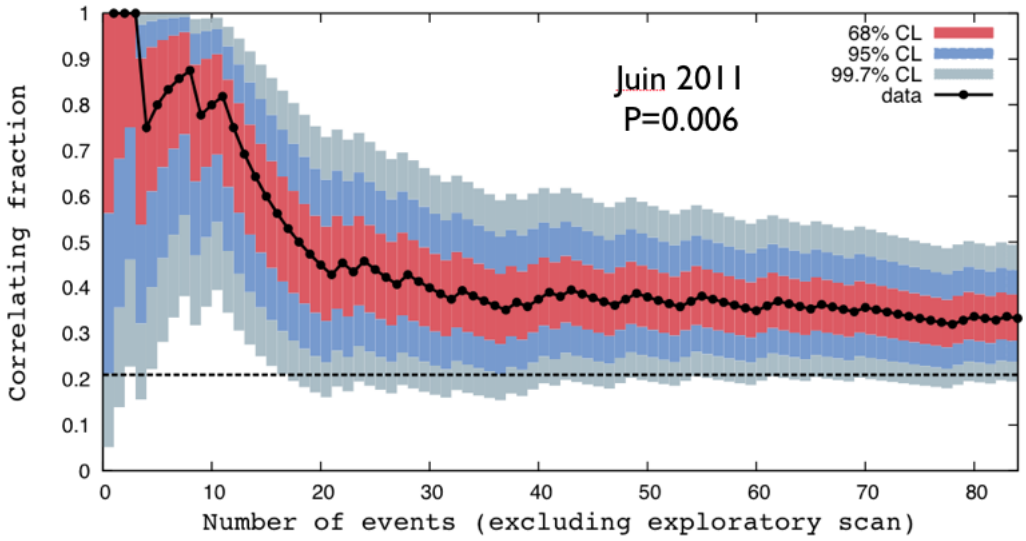


Figure 1.16 – *Fraction de corrélation avec les AGN dans les données Auger. La fraction décroît au cours du temps mais reste significative puisqu'un flux isotropoe reste exclu à* 99% *de niveau de confiance.*

de l'utilisation de catalogues de sources, pour rechercher des anisotropies intrinsèques dans nos données à des énergies $\geqslant$ 49.3 EeV. Des méthodes basées sur des fonctions d'auto-corrélation ont été appliquées et aucune indication forte d'anisotropie intrinsèque n'a été détectée [26]. Enfin, toujours dans les données Auger, le plus grand écart au cas isotrope correspond à la direction de Centaurus A située à seulement 3 Mpc de nous. C'est une radio-galaxie, potentiellement source de rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Pour tous les événements détectés à une énergie supérieure à 55 EeV, 18.8% (pour 4.7% dans le cas isotrope) d'entre eux sont à moins de 18° de Centaurus A. L'écart maximal correspond à 19 évévenements observés pour 7.6 attendus à moins de 24°. Avec

un test de Kolmogorv-Smirnov, cette situation a une probabilité de se produire de 4% mais ceci ne constitue qu'un test a posteriori ce qui rend très difficile l'estimation de la significance de ce résultat. La FIG. 1.17 montre le nombre d'événements attendus dans le cas isotrope et le véritable nombre d'événements observés en fonction de la distance angulaire à Centaurus A. Ces événements en excès dans la direction de Centaurus A

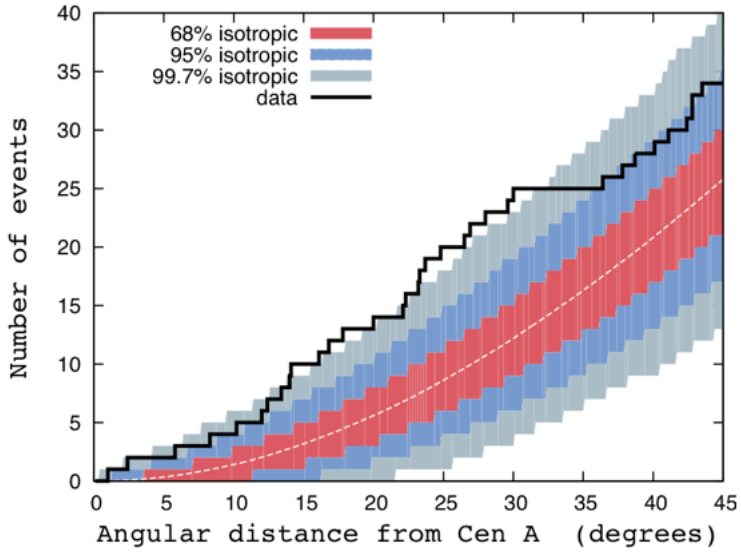
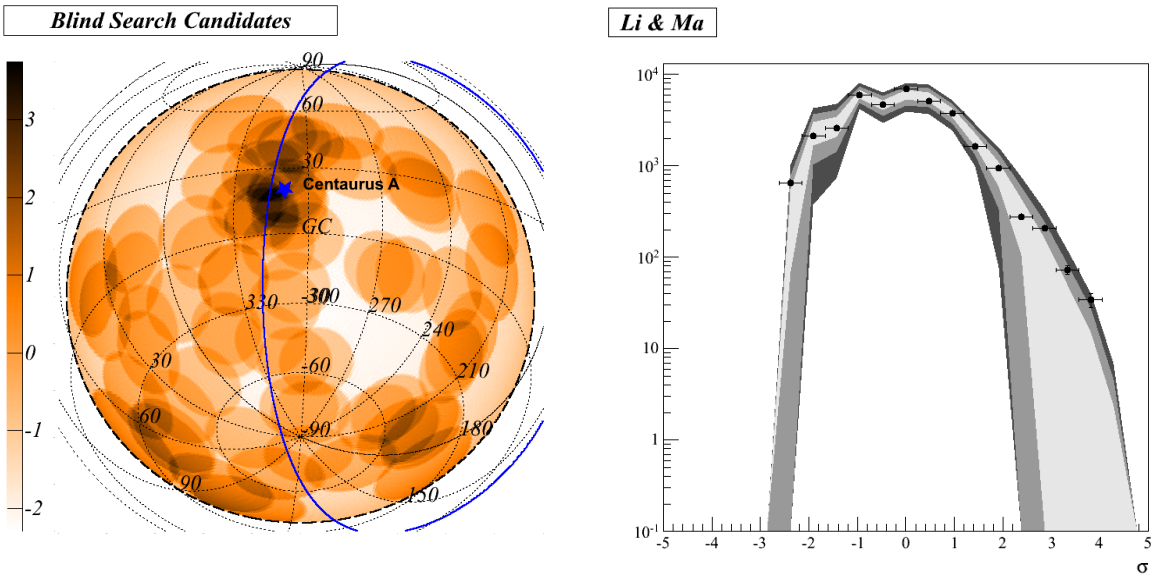


FIGURE 1.17 – *Nombre d'événements d'énergie supérieure à* 55 *EeV détectés par Auger, en fonction de la distance angulaire à Centaurus A. Les courbes en couleur donnent le nombre d'événements attendus dans le cas d'une distribution aléatoire isotrope, avec les limites à* 68%, 95% *et* 99.7%.

sont tous d'énergie supérieure à 55 EeV. Or, d'après la section 1.1.3, les données d'Auger favorisent une composition lourde à partir de $20 - 30$ EeV ; les événements responsables de l'anisotropie détectée seraient des noyaux lourds. Ce qui est très improbable d'après Lemoine et Waxman [27]. En effet, si cela avait été le cas, on aurait dû observer une anisotropie bien plus forte due à des protons issus des mêmes sources (et venant de fait de la même direction que l'anisotropie observée effectivement) mais à des énergies plus faibles correspondant à une statistique sensiblement plus grande. Une telle anisotropie n'a pas été observée [28]. Pour réconcilier les observations (anisotropie vers Centaurus A en supposant qu'elle est due à des noyaux lourds) avec la contrainte de Lemoine & Waxman, on peut avancer les deux explications suivantes :

1. l'anisotropie détectée n'est pas physique, elle provient d'une fluctuation statistique ;
2. l'anisotropie est réelle mais dans ce cas, les primaires doivent être des noyaux légers (protons).
   - y'a-t-il un changement de composition de lourd à léger autour de 30 EeV ?
   - si les primaires sont des noyaux légers à partir de 30 EeV, quelles seraient les erreurs systématiques non comprises dans Auger ?

Une cause d'erreur systématique possible est une mauvaise extrapolation de la section efficace proton-air. Si cette section efficace est plus importante qu'on ne l'a supposé dans l'analyse des profils longitudinaux dans Auger, alors il est possible de rendre les mesures compatibles avec des primaires protons, ce qui supprimerait le problème de l'anistropie vers Centaurus A. Nous voyons dans cet exemple à quel point la mesure de la composition est cruciale. Nous espérons que sur ce point précis, l'analyse du signal



(a) *Carte des significances sur tout le ciel, en projection Lambert. Les excès les plus significatifs sont proches de la région de Centaurus A, indiquée par l'étoile bleue*

(b) *Distribution des significances des pixels de la carte du ciel. L'excès de pixels à $\sigma \geqslant 4$ vient de la région de Centaurus A et les limites à 68%, 95% et 99.7% sont indiquées par les courbes en niveaux de gris.*

FIGURE 1.18 – *Découverte d'un excès d'événements dans la direction de Centaurus A pour $E \geqslant 55$ EeV et une taille angulaire de 15°. L'analyse et ces figures ont été obtenues par le Coverage and Anisotropy Toolkit, présenté dans la partie "Anisotropies" (3.3.3) page 84 et dans la partie 3.3.5 page 87.*

radio pourra apporter des informations complémentaires, sinon décisives, sur la nature du primaire.

À grande échelle angulaire, une modulation dipolaire dans le plan équatorial d'amplitude supérieure à 2% est exclue à 99% de niveau de confiance [29].

1.2 Le signal radio des gerbes

Les résultats expérimentaux que nous venons de voir sont encourageants. Ils ont permis de faire de réels progrès dans la compréhension de l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Nous avons également entr'aperçu le chemin qu'il restait à parcourir : la recherche d'anisotropies n'a pas mis en évidence de source flagrante et la nature du rayon cosmique primaire n'est pas connue de façon sûre, loin de là. Un moyen pour essayer d'apporter des contraintes supplémentaires est d'ajouter d'autres observables. Comme autre observable, il y en a une à laquelle des physiciens avaient pensé à la fin de la deuxième guerre mondiale, c'est le signal radio émis par les gerbes.

1.2.1 Brève histoire de la détection radio des gerbes

Le bref historique sur la radio qui va suivre contient des éléments extraits d'un séminaire de Ralph E. Spencer, donné lors de l'école "Radio detection in Astroparticle Physics", du 3 au 6 octobre 2011 en Allemagne. Mentionnons également l'article de David Fegan, lors de la présentation inaugurale de la conférence ARENA 2010 [30].

Le Dr Bernard Lovell (voir `http://www.jb.man.ac.uk/history/early.html`), de l'université de Manchester, étudiait les rayons cosmiques en utilisant des chambres de Wilson. Lors de la deuxième guerre mondiale, l'effort de guerre a consisté, pour lui, à travailler sur le développement de systèmes radar. Il remarqua des échos rapides et furtifs et il s'est demandé si ces signaux pouvaient provenir des gerbes atmosphériques. À la fin de la guerre, il a utilisé un radar militaire, qu'il a installé à Manchester. Pour s'éloigner des sources de bruit électromagnétique, il demanda au département de botanique un endroit isolé. Cet endroit existait, cétait Jodrell Bank. Il reprit ses expériences, au calme cette fois-ci, mesura à nouveau de nombreux échos radar mais ceux-ci étaient produits par la queue de plasma des météorites. C'était en décembre 1945 (voir la photo 1.19). Le Dr Bernard Lovell est décédé le 6 août dernier. Il était né le 31 août 1913

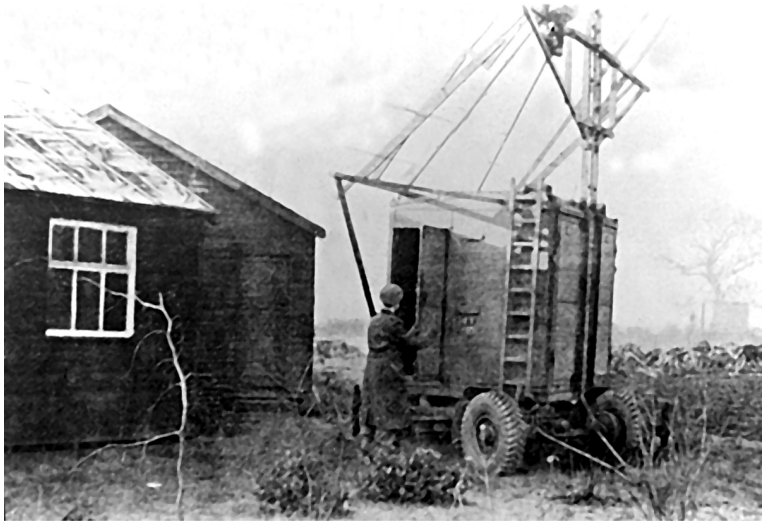


FIGURE 1.19 – *Jodrell Bank en* 1945. *Le Dr Bernard Lovell pensait voir le signal radio des gerbes mais il observait en fait l'écho radar de la queue de plasma des météorites.*

et fut le premier directeur de Jodrell Bank entre 1945 et 1980.

En 1948, P.M.S Blackett est le premier à penser à la détection des gerbes via l'émission de lumière Cherenkov [31]. Il a montré que la lumière Cherenkov des gerbes serait de l'ordre de 10^{-4} du fond lumineux d'une nuit sans Lune. Ce sont J. V. Jelley et W. Galbraith qui ont observé ces flashs Cherenkov les premiers en septembre et octobre 1952, dans le domaine optique $300 - 550$ nm. Le détecteur était composé d'une poubelle en métal contenant un petit (25 cm) miroir parabolique de signalisation de la deuxième guerre mondiale [32] ainsi qu'un photomultiplicateur de 5 cm de diamètre mis au foyer. Un amplificateur et un oscilloscope complétaient l'instrument. Leurs travaux ont fait l'objet de la publication [33]. J. V. Jelley s'est demandé si les gerbes émettaient également dans le domaine radio. Le bon sens (physique) indiquant tout de même que le signal devrait être quasiment inexistant pour des longueurs d'onde supérieures à la distance caractéristique séparant les charges dans la gerbe si l'on suppose qu'il existe autant de charges positives (positrons) que négatives (électrons). Le rayonnement produit par les particules chargées plus massives (muons et ions notamment) est négligeable. Cette égalité de charges supposée est mise à mal par Askaryan [34] qui démontre qu'il doit exister un excès de charges négatives dans la gerbe : les positrons s'annihilent d'une part et des électrons apparaissent d'autre part (via effet Compton ou électrons arrachés aux atomes environnants). L'énergie typique de ces électrons est dans la gamme $2 - 30$ MeV. Askaryan prédit également que cet l'excès de charge d'électrons ($\sim 10\%$) dans une gerbe pouvait créer une émission cohérente à une longueur d'onde de ~ 7 m. Le rayonnement

de tous ces électrons s'ajoute de manière constructive (cohérente) pour des longueurs d'onde supérieures à la taille de la zone d'émission, c'est-à-dire le front de particules de la gerbe (de quelques mètres), correspondant à des fréquences inférieures à quelques centaines de MHz. Le fait que le signal puisse être cohérent rend sa détection bien plus simple puisque son amplitude est multipliée par un facteur N^2, pour N sources (particules) individuelles.

La première détection de ce signal cohérent est à mettre au crédit de John Jelley (alors à l'AERE Harwell, laboratoire de recherche nucléaire). En 1964, J. Jelley en compagnie de F. G. Smith ont utilisé 3 compteurs Geiger et un réseau de 72 dipôles à 44 MHz déclenchés par les compteurs. En 1965, dans la publication [35], 1794 gerbes ont été observées par les compteurs avec une claire contrepartie radio dans 5 d'entre elles. Au final, c'est 4500 gerbes détectées pour 11 signaux radio. Le réseau de dipôles était installé à Jodrell Bank (voir photo 1.20). Par la suite, de nombreuses expériences ont détecté des

FIGURE 1.20 – *Réseau de dipôles à Jodrell Bank, avec des scintillateurs, en* 1967 *(l'expérience initiale de* 1965 *utilisait* 3 *compteurs Geiger-Müller).*

signaux radio associés à des gerbes, entre 3 et 75 MHz [36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52], à Jodrell Bank, Moscou, Karkhov, Dublin, au mont Chacaltaya, Haverah Park. Puis dans les années 1990 au Gran Sasso avec notamment un premier essai en self-trigger (antennes non déclenchées par des détecteurs de particules) [53, 54]. Notons également la détection de signaux entre 200 et 520 MHz, avant 1970 [55, 56]. La photo 1.21 montre quelques uns des pionniers de la détection radio des gerbes atmosphériques, lors d'une réunion à Jodrell Bank. Les théoriciens se sont penchés sur ce phénomène [60, 61, 62, 63]. Notamment Kahn et Lerche [60] qui ont passé en revue les différents mécanismes émetteurs d'ondes radio dans une gerbe atmosphérique :

- le rayonnement dû à l'excès de charges ;
- l'émission due au dipôle électrique formé par le barycentre (non-confondus !) des e^+ et le barycentre des e^-, sous l'action du champ géomagnétique $\mathbf{B}$;
- l'émission due au courant transverse provenant de la déviation (et donc accélération) systématique et opposée des e^+, e^- dans $\mathbf{B}$.

Dans leur article, le calcul montre que le mécanisme dominant est le courant transverse tandis que le champ issu de l'excès de charge se trouve 1 ordre de grandeur en dessous. Le terme dipolaire pour sa part peut être dominant pour un observateur proche de l'axe de la gerbe et à haute fréquence.

Une synthèse des résultats du domaine a été faite par H. Allan [64]. Dans ce docu-

FIGURE 1.21 – *De gauche à droite [57, 58, 59] : Tony Bray, David Fegan (UC Dublin), Harold Allan, Bob Porter (?), Keith Jones (Leeds), caché (Ken Neat ?), Roger Clay, Francis Graham Smith, Ralph Spencer, John Valentine Jelley, George Baird (postdoc à Dublin), John H. Fruin (électronicien), Neil Charman (postdoc).*

ment, Allan dispose d'une centaine d'événements entre 10^{17} eV et 10^{18} eV détectés par son expérience installée à Haverah Park, avec une distance entre l'axe des gerbes et les antennes inférieure à 300 m. L'analyse de ces données montre que (voir également [30]) :

- le mécanisme géomagnétique est effectivement dominant (à partir des mesures dans différentes polarisations) ;
- l'amplitude ξ_ν du champ électrique est proportionnel à $\sin\alpha$ où α est l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et la direction du champ géomagnétique $\mathbf{B}$;
- l'amplitude ξ_ν du champ électrique est aussi proportionnel à l'énergie du rayon cosmique primaire (pour des gerbes plutôt verticales telles que $\theta \leqslant 35°$ et pour une gamme limitée de distances à l'axe) ;
- le facteur de normalisation $\xi_\nu / (E_p \sin\alpha)$ donnant l'amplitude du signal à une distance d de l'axe de la gerbe est bien décrit par une exponentielle décroissante.

La paramétrisation proposée par Allan est la suivante (valable pour $\theta \leqslant 35°$) :

$$\xi_\nu = 20 \left(\frac{E_p}{10^{17}\ \text{eV}} \right) \sin\alpha\ \cos\theta\, e^{-d/d_0(\nu,\theta)}\ \mu\text{V.m}^{-1}\text{.MHz}^{-1} \tag{1.2}$$

Les premiers essais de détection autonome (sans l'aide d'un détecteur de particules certifiant le passage d'une gerbe) ont été menés par le groupe de l'Université Catholique de Dublin (UCD) à partir de 1966. On trouvera dans [30] les détails de ces expériences et de l'analyses des mesures. La conclusion à retenir de ces tentatives est que la détection autonome des gerbes en radio entre 45 et 70 MHz est possible. L'émission semblait très focalisée réduisant de façon importante la surface utile pour la détection des gerbes, pénalisant fortement la technique radio. La difficulté à contrôler les interférences élec-

tromagnétiques était un frein au développement des détecteurs. À cette époque, la technologie ne permettait pas la numérisation rapide en temps réel, ni une datation précise. Le gain scientifique n'était pas à la hauteur des efforts investis : le groupe de l'UCD, comme bien d'autres à ce moment-là, décidèrent de se tourner vers la détection γ par effet Cherenkov. On n'a pas d'idée précise sur la résolution angulaire, la calibration, la sensibilité à la nature du rayon cosmique primaire.

En l'an 2000, lors de la conférence RADHEP 2000 (Radio Detection of High Energy Particles), la technique radio fut évoquée pour l'étude des rayons cosmiques à ultra-haute énergie ainsi que les neutrinos. Les progrès technologiques, énormes entre 1970 et 2000, purent laisser penser à un renouveau complet de la technique de détection radio. Les expériences CODALEMA (Nançay, France) et LOPES (Karlsruhe, Allemagne) allaient débuter.

1.2.2 Progès en radio

Je ne vais pas donner dans ce document une revue complète des expériences actuelles. Je vais plutôt montrer les principaux résultats expérimentaux récents que j'ai eu la chance de présenter dans des talks de revue en 2012 [65, 66].

Résolution angulaire

Les expériences en cours comme RAugerII (voir page 43), AERA (voir page 44) ou CODALEMAII (voir page 45), ont des résolutions angulaires de l'ordre du demi-degré, ce qui est suffisant pour les études que l'on souhaite entreprendre pour les rayons cosmiques. Ces résolutions ont été estimées en utilisant des phénomènes transitoires (similaires aux gerbes atmosphériques) comme les transits d'avions. Les détails sont donnés dans la section 4.1.2 à la page 100. Une autre méthode originale a été utilisée — par Arnaud Bellétoile [67], Férid Haddad [68] et Jacob Lamblin [69] — à partir d'un signal stationnaire, celui émis par le Soleil lors d'éruptions [70]. La résolution est bien meilleure que ce que peut donner un détecteur de surface car le signal radio est bien plus bref (quelques dizaines ou centaines de ns) que le signal particules (quelques μs ou dizaines de μs).

Profil latéral

Le profil radio est la fonction qui décrit la décroissance du champ électrique mesuré dans une antenne à une distance d de l'axe de la gerbe. Comme nous l'avons vu précedemment, Allan propose une décroissance exponentielle de ce signal. Dans les données des expériences CODALEMAII et LOPES par exemple, environ 80% des événements sont effectivement bien décrits par un profil exponentiel. Mais 20% d'entre eux sont mieux décrits par des fonctions constantes pour des antennes proches de l'axe (jusqu'à $100 - 150$ m). Un magnifique exemple de profil plat a été donné par l'expérience LOFAR qui, détecte également les rayons cosmiques à très haute énergie même si cela n'est pas sa principale raison d'être. La Fig. 1.22 présente ce remarquable événement. Très récemment, l'expérience LOPES propose une nouvelle description du profil latéral [71], donnée par :

$$\xi(d) = \xi_{100}\, e^{-a(d-100\ \mathrm{m})}.$$

La raison de la distance de référence à 100 m est que l'estimateur de champ électrique est le moins soumis aux fluctuations de reconstruction à cette distance. Un exemple d'événement mesuré par LOPES est présenté dans la Fig. 1.23. Depuis que des codes

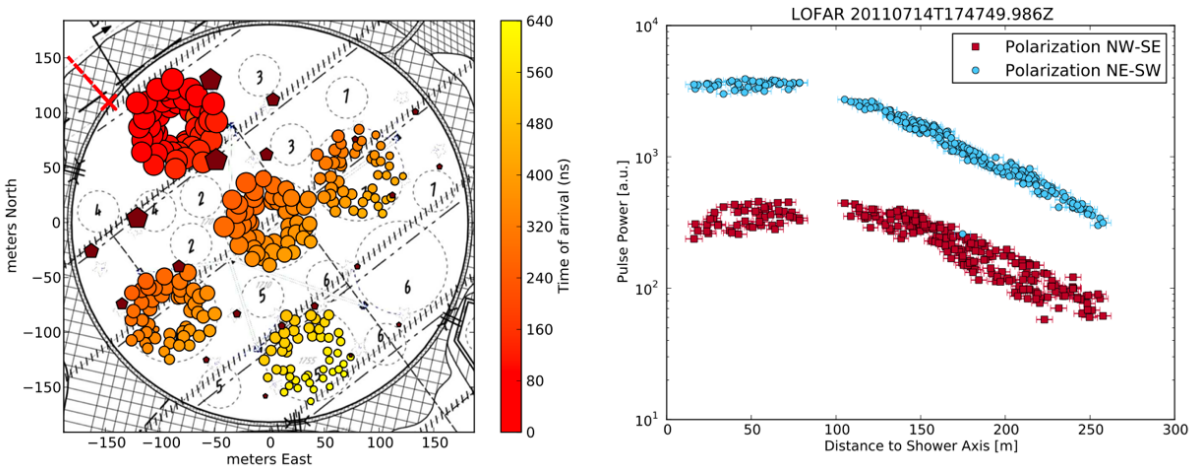


FIGURE 1.22 – *Événement mesuré par LOFAR. Gauche : empreinte au sol de la gerbe, le code couleur indique le temps d'arrivée du front de la gerbe au sol en ns. Droite : profil latéral du champ électrique. Le profil est plat pour des antennes à moins de* 100 *m de l'axe de la gerbe et présente une décroissance exponentielle pour des antennes plus éloignées.*

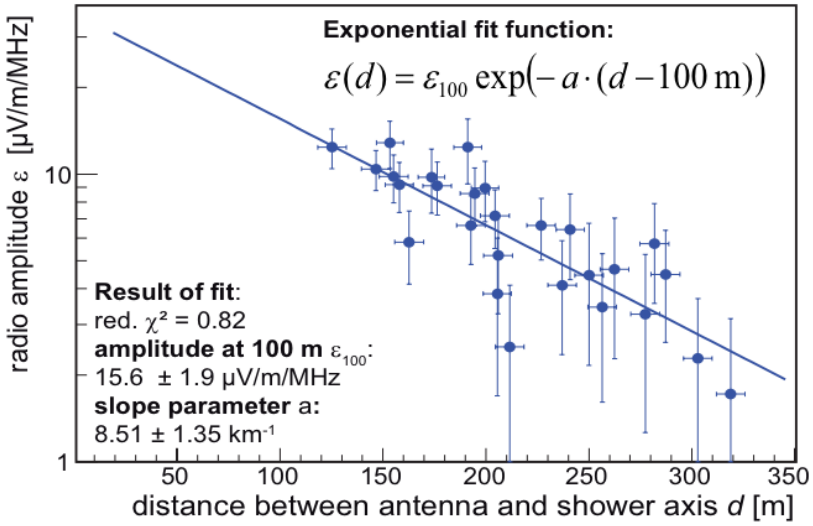


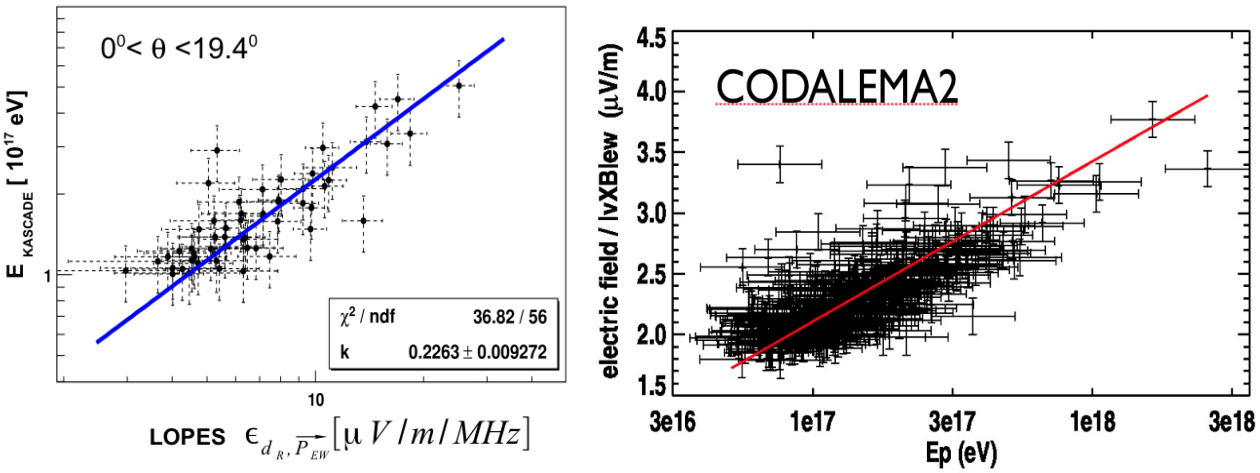
FIGURE 1.23 – *Événement mesuré par LOPES.*

de simulation relativement complets sont disponibles, on a pu calculer l'amplitude du champ électrique au sol pour n'importe quelle géométrie de gerbe. On se rend compte que l'utilisation d'un profil latéral à une dimension (la distance à l'axe) est trop approximative car la distribution du champ électrique au sol peut avoir une forme bien plus complexe à cause d'effets de polarisation, à plus forte raison si l'on n'a pas accès aux mesures dans plusieurs polarisations.

Corrélation entre le champ électrique et l'énergie du primaire

Toutes les expériences présentent une claire corrélation entre le champ électrique (peu importe l'estimateur, que ce soit sur l'axe où à 100 m de l'axe) et l'énergie du rayon cosmique primaire. La formule d'Allan propose une dépendance linéaire avec l'énergie. La FIG. 1.24 montre les corrélations obtenues par les expériences LOPES [72] et CO-

DALEMAII [66]. En Argentine, des résultats ont également été obtenus : la corrélation



(a) *Corrélation obtenue par LOPES avec 56 événements verticaux.*

(b) *Corrélation obtenue par CODALEMAII. Le champ électrique estimé dans cette figure n'a pas été déconvolué de la réponse d'antenne.*

FIGURE 1.24 – *Dans les deux cas, la corrélation est quasi-linéaire.*

mesurée par le prototype RAugerI (voir page 41 pour la description et l'article "Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory" page 137 pour l'analyse complète) et AERA [73]. La FIG. 1.25 montre les corrélations obtenues. Une question reste ouverte concernant la radio : quelle

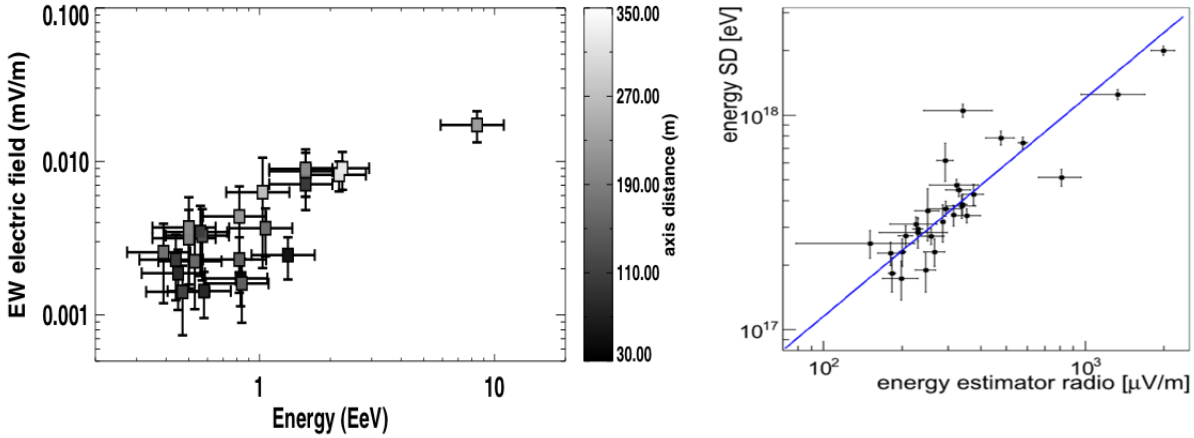


FIGURE 1.25 – *Gauche : corrélation du champ électrique avec l'énergie du primaire vue par RAugerI. Droite : corrélation du champ électrique avec l'énergie du primaire vue par AERA.*

est l'influence des fluctuations gerbe à gerbe (voir la discussion sur le point de première interaction X_1 page 19) sur le signal radio ? On estime que ces fluctuations impliquent une résolution en énergie de l'ordre de 30% pour un détecteur de surface. Quelle est cette valeur pour la radio ? Est-ce que l'erreur induite par ces fluctuations est corrélée ou décorrélée entre les deux techniques ? La fluorescence n'est pas concernée par ce problème car elle fait une mesure calorimétrique de l'ensemble de la gerbe.

Mécanisme d'émission

Je mentionnerai les résultats rapidement. En effet, je reviendrai abondamment sur les mécanismes d'émission dans la section 4.4 page 128. Les résultats concernant le mécanisme géomagnétique se trouvent dans la section 4.4.1 page 128 et ceux concernant l'excès de charge dans la section 4.4.2 page 129. Pour cette partie, il faut retenir que le mécanisme géomagnétique est dominant comme l'ont déjà observé nos prédécesseurs (Jelley, Porter, Allan...). Cela signifie que le champ électrique émis par la gerbe est très bien décrit par $\mathbf{E} \propto \mathbf{n} \times \mathbf{B}$, que ce soit pour l'orientation (la polarisation) ou l'amplitude. La nouveauté est l'observation d'une composante de champ électrique de polarisation radiale autour de l'axe de la gerbe, analogue à la polarisation du champ électrique dû à l'excès de charge. L'identification entre ces deux champs est très tentante mais encore un peu trop précipitée, davantage de données est nécessaire.

Sensibilité à la nature du primaire

La seule observation directe d'un lien entre la mesure radio et la nature du primaire (via le développement longitudinal de la gerbe) provient de l'expérience LOPES [71]. LOPES est installée à Karlsruhe, en Allemagne, au cœur de l'expérience KASCADE qui détecte les gerbes atmosphériques avec un détecteur de surface très complet et qui mesure un grand nombre de caractéristiques des particules secondaires de la gerbe, dont la pseudo-rapidité des muons. Sans entrer dans les détails, une grande pseudo-rapidité correspond à une gerbe qui s'est développée dans les premières couches de l'atmosphère (X_1 petit) et une petite pseudo-rapidité à une gerbe qui s'est développée tardivement (X_1 grand). Pour chaque gerbe, LOPES mesure le profil latéral et donne une estimation de la pente de la décroissance exponentielle. On peut enfin tracer la corrélation entre la pseudo-rapidité moyenne des muons en fonction de la pente du profil latéral du champ électrique. Le résultat est montré dans la Fig. 1.26. La sensibilité au

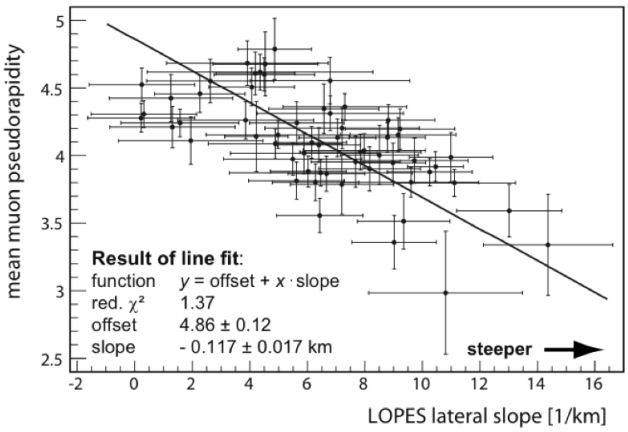


Figure 1.26 – *Corrélation du champ électrique avec le développement de la gerbe : une gerbe ancienne (petit X_1) donne un profil de champ électrique plus plat qu'une gerbe jeune (grand X_1). La* Fig. *est extraite de [71].*

primaire de la technique radio est véritablement ce qui va se jouer dans les prochaines années. À titre personnel, il me semble que l'idée initiale de faire le détecteur du futur en un réseau énorme consituté exclusivement de détecteurs radio ne répondra pas aux attentes. En revanche, adjoindre un réseau d'antennes à un détecteur de rayons cosmiques déjà existant, pour apporter une information nouvelle sur la nature du primaire

me semble bien plus approprié. C'est ce que nous faisons sur le site de l'observatoire Pierre Auger, équipé d'un détecteur de surface (SD), d'un détecteur de fluorescence (FD) et d'antennes radio. Nous attendons beaucoup des analyses d'événements détectés simultanément par les cuves Cherenkov, les télescopes de fluorescence et les antennes. RAugerI a été la première expérience à réussir ce type de détection. Par la suite, AERA a eu d'autres événements super-hybrides et bien mieux mesurés car AERA est bien plus proche d'un détecteur de fluorescence, Coihueco. RAugerI se trouve en plein milieu du SD, à grande distance des 4 FD d'Auger. La Fig. 1.27 montre le premier événement super-hybride au monde, il est présenté en détails dans la note interne [74]. Cet événe-

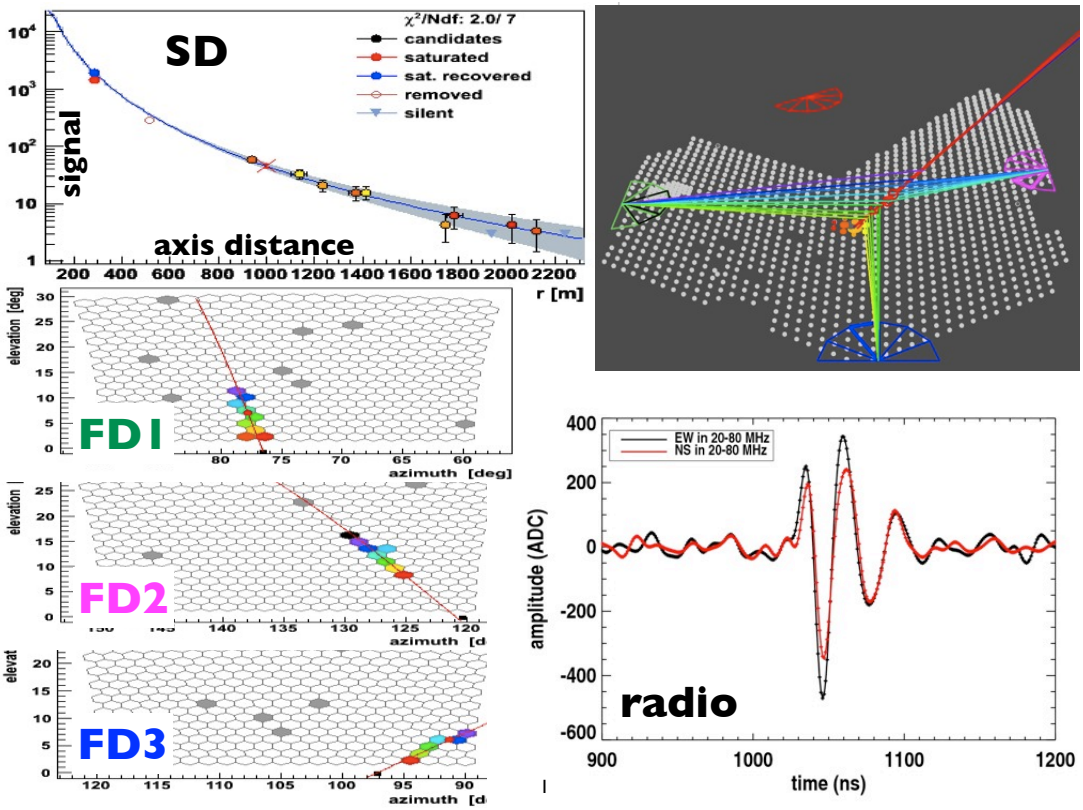


Figure 1.27 – *Premier événement super-hybride au monde, détecté le 13 janvier 2011 à 05 :27 :36 UTC. Une douzaine de cuves Cherenkov du SD d'Auger ont été touchées par l'événement, ainsi que 3 télescopes situés sur 3 sites différents du FD d'Auger, à plus de 20 km de distance. L'antenne A4 de RAugerII a mesuré la contrepartie radio de cette gerbe.*

ment est d'autant plus remarquable que les télescopes des 3 sites de fluorescence du FD l'ont détecté, à plus de 20 km de distance. L'analyse n'a pas véritablement démarré sur ce type d'événement, cela fait partie des études à mener prioritairement. Tout est potentiellement prêt pour faire ce travail. Il me semble important et prioritaire de vérifier le déroulement de la gerbe dans le temps. On a accès à toutes les mesures temporelles : les cuves du SD participant à l'événement, chaque pixel des caméras de fluorescence et l'antenne radio A4 de RAugerII. On devrait rapidement être capable de déterminer à quel stade de développement de la gerbe correspond le maximum du champ électrique par exemple. Cet événement a été simulé par notre code SELFAS ainsi que par le code REAS3. Les résultats sont présentés plus en détails dans la partie 5.4.2 page 218.

1.3 Expériences choisies

Dans cette section, je décris un peu plus en détails les expériences sur lesquelles j'ai travaillé ces 10 dernières années (2002 – 2012).

1.3.1 L'observatoire Pierre Auger

L'observatoire Pierre Auger est le plus grand observatoire de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie au monde à l'heure actuelle. Son installation a commencé dans les années 2000 dans les environs de Malargüe, une petite ville située dans la province de Mendoza en Argentine (près de la cordillière des Andes, à 1200 km à l'ouest de Buenos Aires), voir la Fig. 1.28. L'observatoire est un détecteur hybride comportant un

Figure 1.28 – *Carte de l'Amérique du sud. Malargüe est à* 187 *km au sud-ouest de San Rafael, elle-même au sud de Mendoza, de l'autre côté de la cordillière des Andes, face à Santiago du Chili.*

réseau de surface (SD) et d'un détecteur de fluorescence (FD). La Fig. 1.29 montre une carte de l'observatoire Pierre Auger, avec ses différentes composantes.

Le SD

Le SD est constitué de 1660 cuves Cherenkov disposées en réseau à maille triangulaire de 1.5 km de côté ; la surface totale couverte est de 3000 km^2. Chaque cuve est

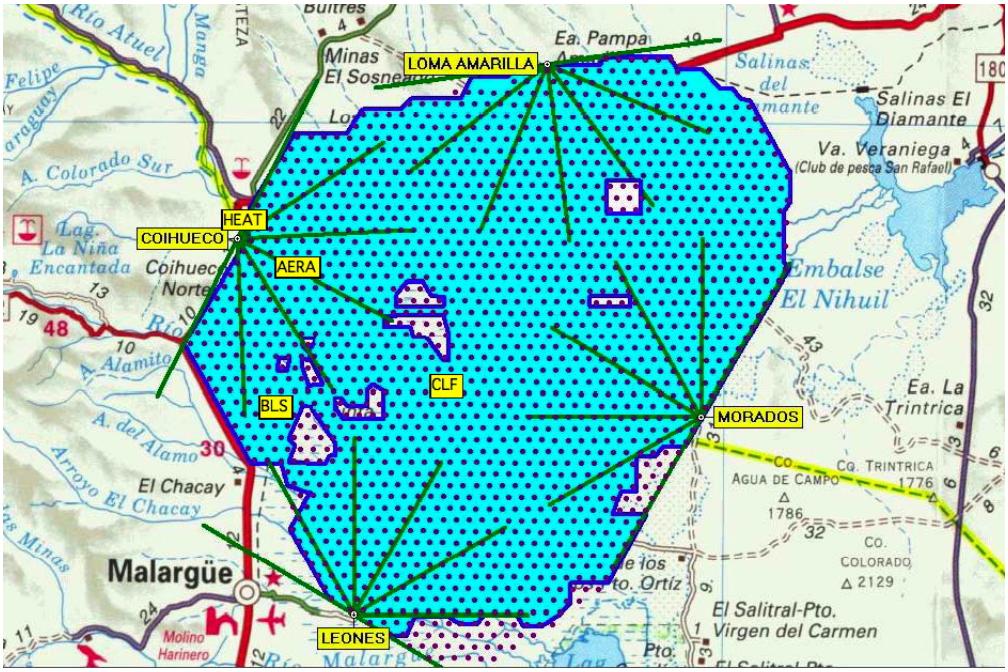


FIGURE 1.29 – *Carte de l'observatoire Pierre Auger. La surface couverte est de* 3000 km^2. *Loma Amarilla, Coihueco, Loes Leones et Los Morados sont les sites des* 4 *bâtiments de fluorescence contenant chacun* 6 *télescopes. HEAT est le détecteur de fluorescence à grande élévation. Le CLF est le Central Laser Facility, utilisé pour calibrer divers instruments à l'aide de tirs laser. Le BLS est le site de monitoring de l'atmosphère, par lancers de ballons. AERA est le réseau de détection radio (domaine du MHz).*

un cylindre de résine de 1.5 m de hauteur et de 3.6 m de diamètre. Une cuve contient environ 10 m^3 d'eau purifiée. Les particules chargées ($e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$) de la gerbe qui arrivent au sol peuvent entrer dans la cuve et créent alors dans l'eau une lumière Cherenkov détectée par 3 photomultiplicateurs (PMs) disposés à l'intérieur de la face supérieure de la cuve. Le signal analogique est numérisé par des flash ADC (FADC) à une fréquence de 40 MHz (correspondant à une période de 25 ns) et le codage a lieu sur 10 bits. On a donc accès au signal déposé dans la cuve au cours du temps. Les données, lorsqu'elles sont potentiellement intéressantes, sont transmises par radio au Central Data Acquisition System (CDAS). L'alimentation électrique des cuves se fait à l'aide de panneaux solaires associés à des batteries ; le SD est un détecteur qui fonctionne en permanence, de jour comme de nuit, son cycle utile est proche de 100%. La FIG. 1.30 montre une photo d'une cuve du SD. La calibration de chaque cuve se fait en utilisant le signal dû aux muons atmosphériques, ayant une énergie de l'ordre du GeV et qui traversent la cuve de part en part, contrairement aux $e^{\pm}$ qui sont stoppés dans l'eau. L'énergie déposée par un muon dans la cuve est donc proportionnelle à la distance d'eau traversée, cette quantité est ramenée à l'énergie déposée (Vertical Equivalent Muon, VEM) par un muon qui entrerait dans la cuve verticalement au centre des 3 PMs. Un facteur limitant important est la bande passante autorisée à chaque cuve pour transmettre ses données au CDAS. Les seuils de trigger sont ajustés en temps réel de façon à transmettre un taux maximal de 20 Hz de triggers. Le soft d'acquisition local sur lequel j'ai travaillé entre 2001 et 2002 enregistre un taux de trigger de niveau 1 (T1) de l'ordre de 100 Hz. Ce T1 demande à ce que les 3 PMs ont chacun détecté un signal d'amplitude supérieure à 1.75 VEM. Ce T1 est particulièrement adapté pour détecter des signaux brefs qui pourraient être ceux en provenance de gerbes atmosphériques horizontales ou lointaines (auquel cas seuls

FIGURE 1.30 – *Photo d'une des* 1660 *cuves Cherenkov utilisées dans le SD d'Auger. On aperçoit au loin la cordillière des Andes sous la neige.*

les muons seraient responsables du signal). Un autre trigger local bien plus adapté aux gerbes proches est le trigger Time Over Threshold (ToT). Le ToT demande à ce que le signal aie au moins 13 bins ADC (soit 325 ns) au-dessus de 0.2 VEM dans une fenêtre de 120 bins ADC (soit 3 μs), ceci sur au moins 2 PMs. Le taux de ToT est de l'ordre de 1.5 Hz.

Parmi ces triggers de premier niveau, on doit faire une sélection de façon à ne garder que les signaux potentiellement dus à des rayons cosmiques. Après sélection, on n'a plus que 20 Hz de trigger de niveau 2 (T2). Tous les ToT sont promus T2. Parmi les 100 Hz de T1, ceux qui sont tels que les 3 PMs ont chacun des signaux d'amplitude supérieure à 3.2 VEM sont promus T2.

À chaque trigger enregistré par une cuve, un temps de détection est associé. Une antenne GPS ainsi qu'un récepteur intégré à l'électronique de la cuve permet d'obtenir un marquage en temps absolu avec une résolution de l'ordre de 8 ns.

Dans un premier temps, on n'envoie au CDAS qu'un résumé des T2 : son temps (seconde et microseconde) ainsi que son type (ToT ou T1). Le CDAS collecte en permanence les T2 de l'ensemble des 1660 cuves Cherenkov et analyse en temps réel les coïncidences spatio-temporelles entre tous les T2 afin de détecter des groupes de cuves voisines ayant eu des T2 dans une même fenêtre de temps, ce qui indiquerait le passage d'une gerbe atmosphérique au moment de toucher le sol. Lorsque l'algorithme du CDAS pense avoir un événement intéressant, il crée un trigger de niveau 3 (T3) qui est envoyé aux cuves qui répondent en envoyant en retour l'ensemble de la trace enregistrée et le temps de déclenchement avec sa précision maximale, pour analyse ultérieure, offline cette fois-ci. Plusieurs algorithmes de T3 sont implémentés. L'un d'eux est basé sur les T2 de type ToT, c'est le T3 le plus pur puisque 90% de ces T3 correspondent à de vraies gerbes. Le taux de ce T3 sur l'ensemble du SD est de l'ordre de 1600 par jour ; chaque cuve participe à environ 3 événements par jour (pour des angles zénithaux inférieurs à 60°).

L'analyse offline des données (incluses dans les T3) permet, en utilisant l'information temporelle, les positions au sol des cuves participant à l'événement et la forme du signal, de calculer la direction d'arrivée du rayon cosmique, la position du cœur de la gerbe ainsi que d'avoir une estimation de l'énergie du rayon cosmique. Cette dernière s'obtient en étudiant dans un premier temps la Lateral Distribution Function (LDF) qui donne l'amplitude du signal en VEM en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. On extrait de cette LDF l'amplitude interpolée $S(1000)$ du signal d'une hypothétique cuve se situant à 1000 m de l'axe. Cette distance de 1000 m, dont la valeur provient de la forme du réseau du SD et de son maillage, garantit des incertitudes minimales sur l'estimation de

l'énergie. Enfin, le passage du $S(1000)$ à l'énergie repose sur de lourdes simulations des premières interactions du rayon cosmique primaire dans l'atmosphère terrestre.

Le SD a une efficacité de détection de 50% à 1 EeV et de 100% à 3 EeV.

Le FD

Il existe 4 sites de fluorescence installés en périphérie du SD. Chaque site est un bâtiment contenant 6 télescopes de fluorescence. Un seul de ces télescopes est constitué d'une lentille (diaphragme de 2.2 m) et d'un filtre qui ne laisse passer que le rayonnement UV entre 290 nm et 410 nm. La lumière est réfléchie par un miroir sphérique de 3.5 m$\times$3.5 m sur le plan focal de 440 pixels. Chaque pixel est un PM hexagonal couvrant un champ de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$. Un télescope observe donc une surface angulaire totale de $30^\circ \times 30^\circ$ et un site une surface de 180° d'azimuth sur 30° d'élévation (proche de l'horizon, entre 60° et 90°). Le cycle utile est proche de 13% car le FD ne peut fonctionner que lors des nuits sans Lune et sans nuages. On peut voir une photo de l'ensemble miroir/plan focal dans la Fig. 1.31.

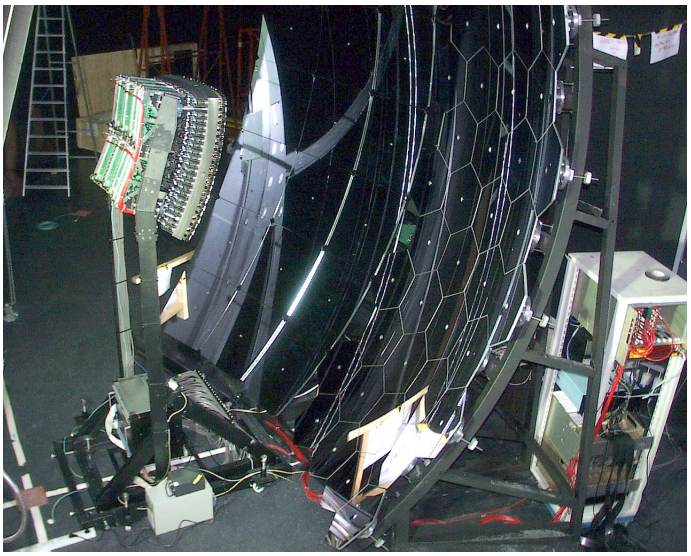


Figure 1.31 – *Miroir (à droite) et plan focal (à gauche) d'un télescope du FD.*

Le flux lumineux reçu par chaque pixel est numérisé au cours du temps. Sur l'ensemble des 440 pixels d'un plan focal, un algorithme de sélection basé sur des comparisons avec des configurations particulières spatio-temporelles ainsi que sur l'amplitude du signal permet de garder les événements compatibles avec le développement d'une gerbe.

L'énorme avantage de la détection des gerbes par un FD est que l'estimation de l'énergie du rayon cosmique primaire est beaucoup plus directe que ce que l'on peut faire avec un SD. En effet, la mesure par le FD est calorimétrique, car la quantité de lumière de fluorescence est directement proportionnelle au nombre de particules secondaires chargées présentes dans la gerbe. Lors du développement de la gerbe, le taux de production des particules secondaires varie. Il est positif durant toute la phase de développement de la gerbe puis devient négatif dans la phase de décroissance de la gerbe. Le nombre total de particules secondaires passe donc par un maximum, qui dépend de la direction de l'énergie du primaire. Ce maximum se produit après une profondeur atmosphérique traversée $X = X_{\max}$ exprimée en g.cm^{-2}. La courbe donnant le nombre de particules secondaires présentes dans la gerbe en fonction de l'épaisseur atmosphérique

traversée X s'appelle le profil longitudinal, sujet que nous avons abordé précédemment à propos de la détermination de la nature du primaire page 18. Plusieurs instruments de monitoring sont associés au FD. On dispose du Central Laser Facility (CLF), installé au centre du SD, qui permet d'assurer la bonne synchronisation des horloges du SD et du FD. Une station météo et un LIDAR sont utilisés. Le LIDAR émet une impulsion laser (à 355 nm) à la verticale et la détection de la lumière rétro-diffusée permet de connaître la distribution des particules en suspension dans l'air au dessus du SD. On peut ainsi estimer l'atténuation atmosphérique, indispensable pour affiner les mesures faites par les télescopes de fluorescence. On procède également à des lancements de ballons sondes (au BLS, Balloon Launch Station) pour connaître régulièrement les conditions atmosphériques à différentes altitudes (humidité, pression, température...). Ces données sont très importantes pour établir des profils d'atmosphères mesurés, sans reposer sur des modèles et permettent d'améliorer la reconstruction des événements détectés ainsi que la qualité des simulations de développement de gerbes.

Chaque télescope de fluorescence possède aussi une datation GPS aussi précise que celle du SD. Lorsqu'un seul site de fluorescence détecte le passage d'une gerbe, il n'est pas possible, avec ses seules données, de reconstruire la géométrie de la gerbe car on n'a alors accès qu'à la projection de la gerbe sur le plan focal : il existe une dégénéresence car plusieurs combinaisons de position de l'axe et distance au télescope donnent la même projection. La dégénéréscence est levée si la gerbe est également détectée par une ou des cuves du SD (on a dans ce cas un événement hybride) et/ou par un télescope d'un autre site de fluorescence (on parle ici d'un événement stéréo).

Lors d'une nuit de fonctionnement normal, un télescope de fluorescence a un taux de trigger T2 de l'ordre du Hz (après sélection des configurations spatio-temporelles intéressantes parmi les 440 pixels). Le T3 du FD, trigger de plus haut niveau, combine des T2 de différents télescopes du même site en cherchant des coïncidences temporelles. Les T3 du FD sont envoyés au CDAS (tout comme les T2 du SD). Sur réception d'un T3 du FD, le CDAS demande l'éventuelle contrepartie du SD aux cuves qui sont en coïncidence temporelle avec le T3 FD.

Enfin, la résolution en énergie du FD est de 22%. Cette résolution inclut l'incertitude du rendement de fluorescence dans l'air qui est de 15% et de ce fait, fait l'objet de diverses expériences auprès d'accélérateurs pour en améliorer notre connaissance.

Notons que le site de FD situé au nord-ouest du SD (Coihueco) a été amélioré en lui ajoutant l'extension HEAT mesurant la lumière de fluorescence à haute élévation, entre 30° et 60°. Cela permet d'observer des gerbes de plus basse énergie et d'avoir une meilleure reconstruction pour les gerbes vues à la fois par HEAT et par les télescopes standard d'Auger. Un exemple est montré dans la Fig. 1.32.

Détecteur hybride

Auger est un détecteur hybride, cela ne signifie pas uniquement que certains événements sont vus par via deux observables différentes. L'incertitude sur l'estimation de l'énergie du primaire à partir des données du SD seul est assez importante (au moins 30%) à cause des hypothèses qui sont faites sur les sections efficaces à ultra-haute énergie. Une même gerbe (même énergie, même primaire, même direction d'arrivée) peut se traduire par des différences importantes dans le nombre de particules pouvant atteindre le sol, ce qui fait qu'un détecteur de surface comme le SD ne verra pas le même signal. Un détecteur de fluorescence sera bien moins sensible à ces fluctuations gerbe-à-gerbe de part la mesure calorimétrique qu'il en fait. Le temps utile de fonctionnement du SD est proche de 100% alors que celui du FD est autour de 13%. C'est pour cette

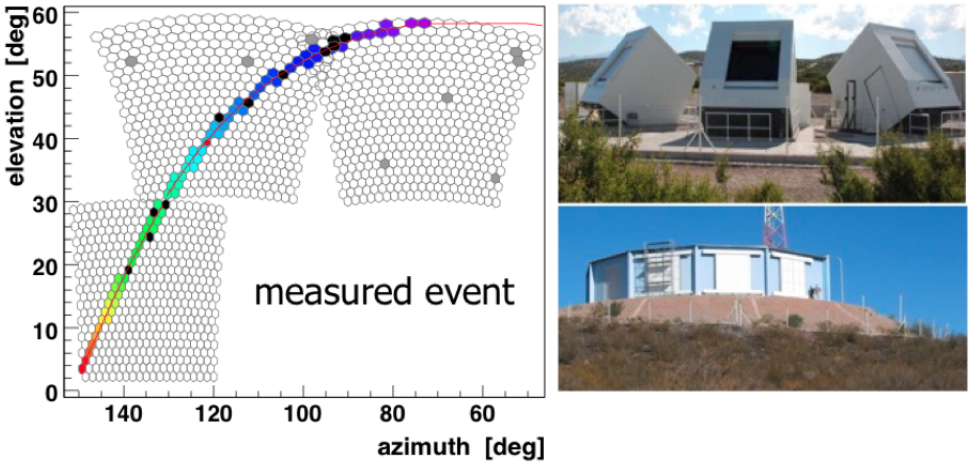


FIGURE 1.32 – *Gauche : exemple de détection d'une gerbe vue à la fois par HEAT et Coihueco. Les pixels allumés dans Coihueco sont entre* 0° *et* 30°*, ceux de HEAT entre* 30° *et* 60°*. En haut à droite : photo de HEAT. En bas à droite : photo du bâtiment de FD Coihueco.*

raison que dans Auger, le FD est utilisé pour donner l'échelle d'énergie et le SD est utilisé pour obtenir une statistique importante. Le SD est donc calibré par le FD. Le FD fournit l'énergie E_{FD}, le SD fournit le signal $S(1000)$ exprimé en VEM à une distance de 1 km de l'axe de la gerbe. On ne peut pas relier directement E_{FD} et $S(1000)$ à cause du rôle de l'angle zénithal de la gerbe. En effet, pour un primaire donné et une énergie donnée, une gerbe inclinée donne un signal plus faible qu'une gerbe verticale à cause du phénomène d'atténuation dans l'atmosphère. La méthode suivie est d'exploiter le fait que le flux de rayons cosmiques est intrinsèquement isotrope (toutes énergies confondues). De sorte que si l'on observe un même flux à différents angles zénithaux θ, c'est que les événements observés correspondent à la même énergie (ce que l'on appelle le Constant Intensity Cut). Par exemple, observer 100 gerbes dans un intervalle d'angle zénithal $[34°, 39°]$ correspondant à $S(1000) = 37$ VEM et observer 100 gerbes dans $[51°, 57°]$ correspondant à $S(1000) = 25$ VEM signifie que ces 200 gerbes sont toutes à la même énergie et que l'on doit corriger le $S(1000)$ de l'angle zénithal. La FIG. 1.33 montre le nombre d'événements détectés dans différents intervalles d'angles zénithaux en fonction de $S(1000)$. Pour obtenir la courbe d'atténuation, il faut choisir un flux donné puis, d'après la FIG. 1.33 trouver les correspondances $(\theta, S(1000))$ qui correspondent à ce même flux. En reportant les valeurs de $(\theta, S(1000))$ relevées sur ces courbes dans le plan $(\cos^2\theta, S(1000))$, on trace la courbe d'atténuation présentée dans la FIG. 1.34(a). On choisit comme angle zénithal de référence $\theta = 38°$ car cela correspond à la valeur médiane dans nos données. On appelle S_{38} la valeur du signal à 1000 m que la gerbe aurait créé si son angle zénithal avait été de 38°. Formellement, on a la relation :

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{\mathrm{CIC}(\theta)}, \text{ avec } \mathrm{CIC}(\theta) = 1 + ax + bx^2, \; x = \cos^2\theta - \cos^2 38°,$$

avec $a = 0.87 \pm 0.04$ et $b = -1.49 \pm 0.20$. La fonction CIC étant la fonction obtenue sous l'hypothèse du Constant Intensity Cut que nous avons faite. La FIG. 1.34 montre la relation entre $S(1000)$ et l'angle zénithal (voir [75]), ainsi que la relation entre S_{38} et E_{FD} donnant la calibration hybride dans Auger. La relation entre ces deux paramètres est bien décrite par une loi de puissance, $E_{\mathrm{FD}} = A\, S_{38}^B$ avec $A = (1.68 \pm 0.05) \times 10^{17}$ eV et $B = 1.035 \pm 0.009$. Le spectre obtenu par Auger est montré dans la FIG. 1.35

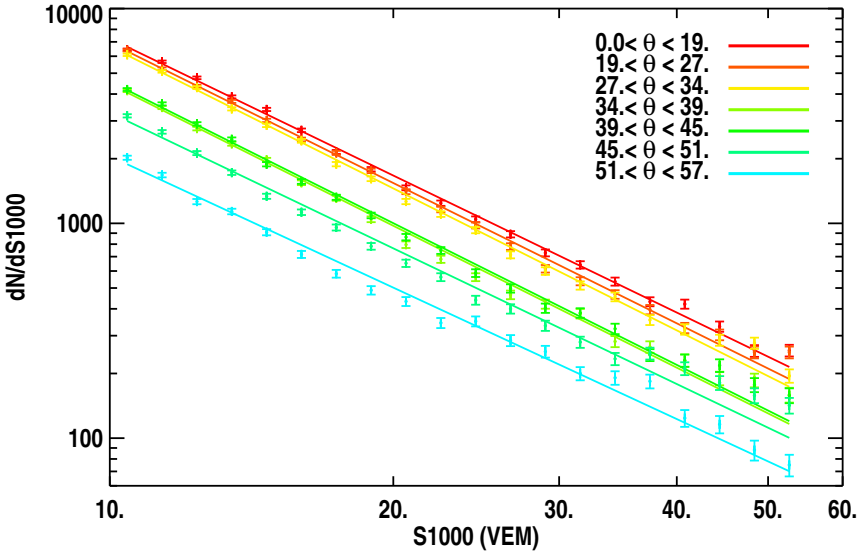
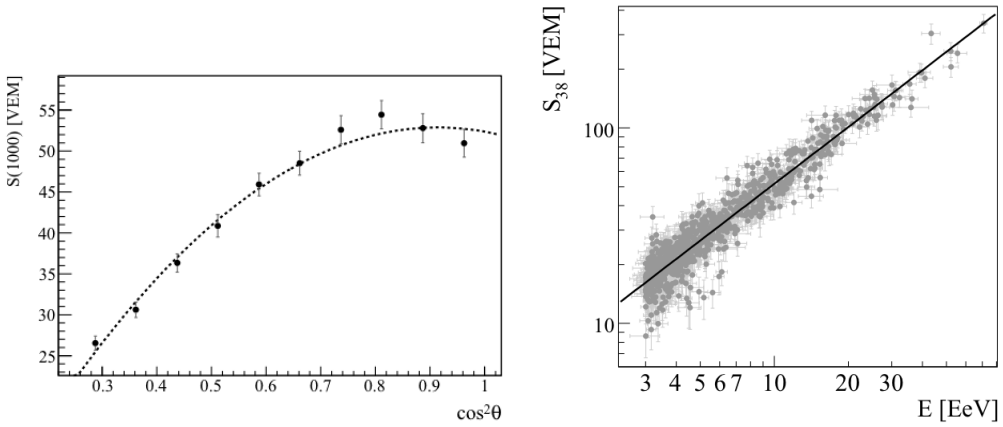


FIGURE 1.33 – *Distribution du nombre d'événements en fonction de $S(1000)$ pour différents bins de θ. Une intensité donnée, correspondant à une même énergie de primaire d'après l'hypothèse du CIC, correspond à des $S(1000)$ différents à cause de l'atténuation atmosphérique. On doit corriger cet effet.*



(a) *Courbe d'atténuation atmosphérique. L'angle de référence est de 38°, correspondant à l'angle zénithal médian.*

(b) *La relation entre l'estimateur du SD S_{38} et l'estimateur du FD E_{FD} est quasi-linéaire.*

FIGURE 1.34 – *La courbe d'atténuation permet de calculer le signal que la gerbe aurait laissé si son angle zénithal avait été de 38°. La calibration se fait en deuxième étape à l'aide du FD. L'incertitude systématique totale sur E_{FD} est de 22%.*

1.3.2 RAugerI, RAugerII et AERA

Ces trois expériences sont installées dans le SD d'Auger, elles mesurent le signal radio émis par les gerbes atmosphériques.

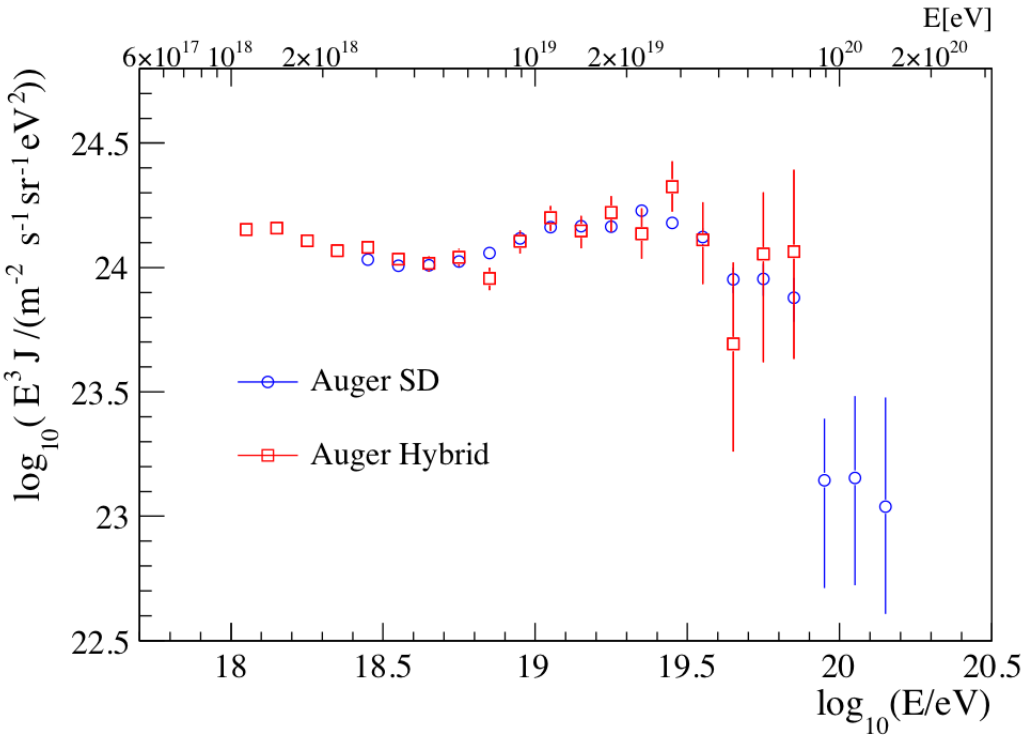
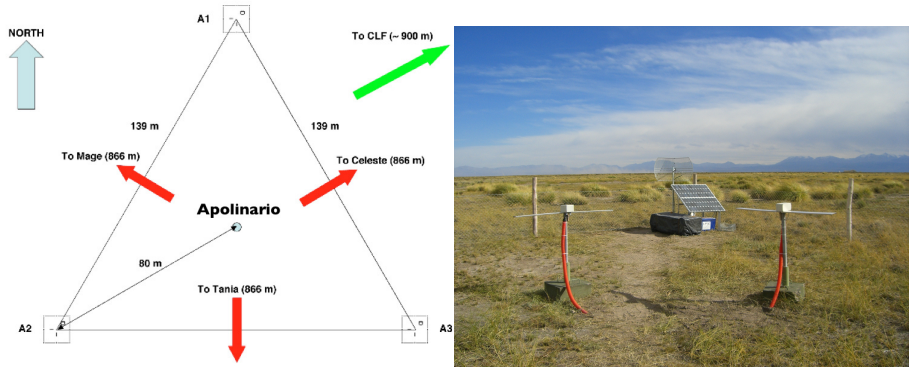


FIGURE 1.35 – *Spectre en énergie obtenu par Auger. En rouge, seules les gerbes observées par le SD et le FD sont utilisées. En bleu, toutes les gerbes vues par le SD sont utilisées.*

RAugerI

Nous avons installé ce premier prototype RAugerI fin 2006. Au préalable, des mesures de bruit de fond avaient été réalisées par J. Lamblin, O. Ravel [76] et C. Medina [77]. Leurs mesures ont montré que le site d'Auger était électromagnétiquement très calme et ont validé notre souhait d'installer RAugerI au mileu du SD. Les personnes qui ont participé à l'installation (en Argentine et/ou depuis la France) sont : Yann Desplanches [78], Laurent Guglielmi [79], Joël Chauvin [80], Didier Lebrun [81], Colas Rivière [82], Patrick Stassi [83], Arnaud Bellétoile, Richard Dallier [84], Stéphane Acounis [85], Louis-Marie Rigalleau [86], Didier Charrier [87] et moi-même. La première détection de rayon cosmique a eu lieu le 07/07/07 à 01h12min09s. Une note interne [88] décrit les premières gerbes détectées avec ce prototype. RAugerI a fonctionné jusqu'au 13/05/10, date à laquelle nous avons installé RAugerII, une version améliorée des stations radio. Au total, 65 gerbes ont été détectées par RAugerI. La distribution des intervalles de temps entre deux gerbes détectées est compatible avec une distribution poissonienne de constante de temps égale à 12 jours. Les stations autonomes sont décrites dans [89].

RAugerI est un petit prototype de réseau autonome de détection radio des gerbes atmosphériques. La surface couverte est de 8400 m^2, soit 0.86% de la surface d'un triangle élémentaire du SD. Chacune des 3 stations radio A1, A2 et A3 du réseau est totalement autonome en terme d'alimentation électrique, trigger, acquisition de données et télécommunications. RAugerI est installé au centre du SD, près du CLF, autour d'une cuve Cherenkov, Apolinario, installée au centre d'un triangle élémentaire standard du SD. Apolinario a été délibérément installée afin d'accroître localement le taux de trigger SD pour favoriser le développement de la radiodétection. La FIG. 1.36 montre le prototype RAugerI. Les antennes utilisées dans RAugerI sont des dipôles actifs large bande



(a) *Géométrie de RAugerI.*

(b) *Photo de A2. On voit les panneaux solaires, le caisson d'électronique et les deux dipôles.*

FIGURE 1.36 – *Expérience prototype RAugerI.*

couplés à un amplificateur bas bruit (LNA, Low Noise Amplifier). Le LNA a un gain de 34 dB entre 100 kHz et 200 MHz avec une bande passante à 3 dB entre 80 kHz et 230 MHz. La bande de fréquence utilisée est entre 20 MHz et 80 MHz. Un filtre passe-bas a également été utilisé pour supprimer les émetteurs de télévision très puissants, autour de 200 MHz. Notons que ces antennes ont au préalable été utilisées dans l'expérience CODALEMA, et ce depuis 2005.

Chaque station possède deux dipôles, orientés dans les directions nord-sud (NS) et est-ouest (EW). Les signaux des dipôles sont acheminés vers la carte trigger sur laquelle est installée un filtre permettant de sélectionner la bande de fréquence. Nous avons choisi la bande $50 - 70$ MHz, qui permet d'éliminer la radio FM ($\leqslant$ 80 MHz) et la radio AM ($\geqslant$ 30 MHz). Après sélection par la carte trigger, le signal est numérisé par un oscilloscope à une fréquence de 500 MHz sur 2500 points. Nous obtenons donc une trace d'une durée de 5 μs. Le marquage en temps des événements est assuré par la même antenne et le même récepteur GPS que les cuves du SD. D'ailleurs, la carte d'acquisition des stations radio est la même que celle équipant les cuves. L'autonomie énergétique d'une station est assurée par deux panneaux solaires et deux batteries permettant de les alimenter durant la nuit. La consommation est de 18 W. Enfin, la station dispose d'une antenne WiFi (115 kbps) lui permettant d'envoyer les données au RDAS (Radio Data Acquisition System). Le RDAS est un PC installé sur le mur externe du CLF, à 900 m d'Apolinario.

Les données transmises sont les composantes EW et NS pleine bande (100 kHz-100 MHz). Dans ce prototype de station radio, le seuil de trigger ne pouvait pas être modifié automatiquement ni à distance, ce qui nous a sensiblement ralenti pour développer cette expérience. Lorsqu'un signal passait la carte trigger, l'acquisition était gelée le temps de lire les données stockée dans l'oscilloscope. Après lecture, les traces numérisées sont envoyées par WiFi au RDAS. La (lente) lecture par port RS232 de l'oscilloscope empêchait de reprendre l'acquisition pendant une durée de 2.7 s. Le taux de trigger maximum était donc de 0.37 s^{-1}.

Le RDAS reçoit continûment et indépendamment les données des 3 stations radio. Ces données sont synchronisées avec Nantes et l'analyse est réalisée offline.

Lors du développement de ce prototype, j'avais la responsabilité du soft installé sur le RDAS. L'analyse des données de RAugerI est presentée dans l'article que l'on trouvera à la page 161, dans la section 4.5.

RAugerII

RAugerII représente une importante modification de la station autonome utilisée dans RAugerI. Ce nouveau modèle a été développé dans le cadre de l'expérience CODALEMA et est en fonctionnement au cœur du SD depuis le 13/05/10. Les personnes qui ont travaillé sur le design et la réalisation de cette station sont (dans un ordre aléatoire) : Christian Fabrice [90], Nicolas Gautherot [91], Didier Charrier, Louis-Marie Rigalleau, Sylvain Fresneau [92], Yann Bortoli [93], Hervé Carduner [94], François Meyer [95], Eric Plaige [96], Dominique Breton [97], Stéphane Acounis, Pascal Lautridou [98] et Jean-Luc Béney [99]. Nous avons installé RAugerII au printemps 2010 en 3 phases. La première phase était celle de l'installation du matériel par une première équipe constituée de Yann Bortoli, Stéphane Acounis, Richard Dallier, Didier Charrier, Lilian Martin [100]. L'équipe suivante devait s'assurer du bon fonctionnement de l'acquisition, était constituée de Thibault Garçon [101], Vincent Marin [18] et moi-même. Puis la troisième rotation a été assurée par Richard Dallier et Jean-Luc Béney.

Les parties essentielles du système ont été grandement améliorées : les cartes d'électronique (WiFi, trigger analogique, PC d'acquisition, cartes ADC) sont installées dans un caison CME (Compatibilité ÉlectroMagnétique), garantissant un niveau d'auto-pollution électrique minimum. Les tests CME ont été réalisés dans l'optique des stations autonomes de CODALEMAIII, par Stéphane Acounis, Jean-Luc Béney et Didier Charrier. La carte trigger est désormais accessible à distance par soft : les seuils et la logique de trigger sont modifiables (mais pas la bande de fréquence). La Fig. 1.37 montre la station autonome A2, façon RAugerII. Enfin, les antennes dipolaires sont remplacées par une

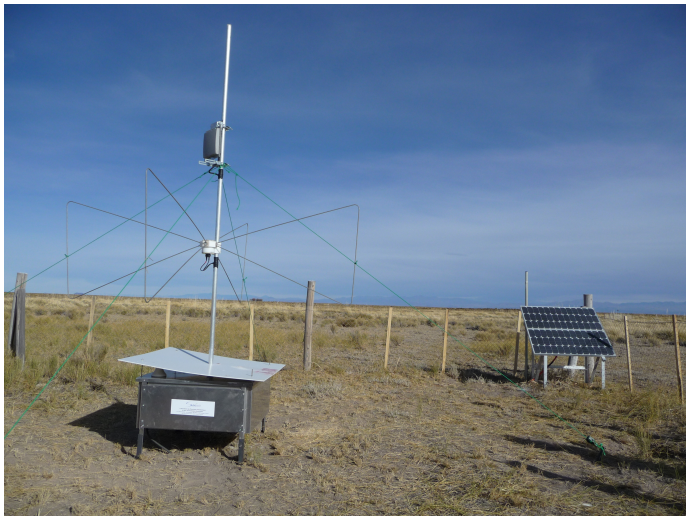


Figure 1.37 – *Expérience prototype RAugerII. De grandes améliorations ont été apportées par rapport à la version de RAugerI. L'antenne est de type Butterfly, bien meilleure que l'antenne dipôle. Le caisson contant l'acquisition est électromagnétiquement étanche. Dans cette version, les panneaux solaires sont déportés.*

antenne de type Butterfly. Les performances de la Butterfly sont bien meilleures, tant au niveau de la réponse directionnelle que de la réponse en fréquence. La bande de trigger est $45 - 55$ MHz. Les deux polarisations EW et NS sont mesurées simultanément et au même point. Le signal est échantillonné à une cadence de 1 GHz pendant une durée de 2.56 μs. Pour la transmission et l'analyse des données, c'est la même chose pour pour RAugerI : les événements sont envoyés au RDAS puis à Nantes.

Les nouvelles stations autonomes de RAugerII ont été installées le 10/05/10, à la

place de A2 et A3. A4 est une nouvelle station qui n'existait pas dans RAugerI. A1 a été conservée dans la version RAugerI pour permettre de comparer les données entre les deux versions. Le premier rayon cosmique vu par RAugerII a été détecté le 13/05/10, trois jours seulement après la mise en route de RAugerII. La distribution des intervalles de temps entre deux gerbes détectées est compatible avec une distribution poissonienne de constante de temps égale à 4.2 jours, à comparer avec 12 jours avec RAugerI, ce qui démontre la bien meilleure sensibilité de RAugerII par rapport à RAugerI.

AERA

AERA est le réseau de détection radio à grande échelle installé sur le SD. Dans cette expérience sont impliqués une grande partie des physiciens de la communauté radio internationale. Les choix technologiques qui ont été faits pour cette expérience se sont appuyés sur les résultats des premiers prototypes installés en Argentine : RAugerI, RAugerII et MAXIMA qui était l'expérience du groupe des Pays-Bas, installée au BLS. La qualité des données de RAugerII nous a permis de convaincre nos partenaires d'opter pour l'antenne Butterfly mise au point par Didier Charrier ainsi que pour le caisson électromagnétiquement étanche. Les autres composantes du détecteur (carte d'acquisition, carte de trigger...) sont assurées par d'autres laboratoires partenaires.

Avant la première installation d'AERA, nous avons fait des mesures de bruit de fond [102]. La conclusion majeure de nos mesures a été de déplacer le réseau AERA (dont l'installation n'avait heureusement pas commencé) vers le sud pour s'éloigner le plus possible de la ligne haute tension située un peu plus au nord. Cette proposition a été suivie.

AERA est installée au pied de l'extension de fluorescence HEAT, près de l'un des 4 sites de fluorescence Coihueco (au nord-ouest du SD). HEAT permet d'observer les gerbes entre 30° et 60° d'élévation. Dans la zone d'AERA on trouve également l'extension AMIGA qui comporte, en plus de cuves Cherenkov supplémentaires, des détecteurs de muons. Les cuves additionnelles sont disposées en motif hexagonal de 750 m de côté sur 23.5 km^2 et 433 m de côté sur 5.9 km^2 (à comparer avec les 1.5 km de la grille standard). Les espacements de 750 m et 433 m des cuves dans ce réseau infill permet une acceptance de 100% à des énergies plus faibles de 0.3 EeV et 0.1 EeV, respectivement. Mesurer le spectre et la composition dans cette gamme en énergie est très intéressant car c'est dans ce domaine que l'on attend la transition galactique/extra-galactique. La Fig. 1.38 présente le réseau AERA. AERA est donc installé dans une zone sur-équipée dans Auger pour faire des mesures super-hybrides (SD, FD et radio). La première étape d'AERA comporte 24 stations radio autonomes disposées en réseau à maillage triangulaire de 150 m de côté. Les étapes 2 et 3, avec un maillage de 250 m (52 stations de plus) et 375 m (85 stations de plus) complèteront le réseau qui couvrira au final une surface de 20 km^2 pour 161 stations. Les simulations prédisent quelques milliers de gerbes détectées par an au-delà de 0.1 EeV.

Les objectifs visés par AERA sont multiples :

- calibration de l'émission radio des gerbes en s'appuyant sur les détecteurs voisins (SD, FD) ;
- compréhension des divers mécanismes d'émission (notamment effet géomagnétique et excès de charge) ;
- étudier la pertinence et la possibilité d'utiliser la radio dans les futures expériences dédiées aux rayons cosmiques ;
- caractériser les performances de la technique (résolution angulaire, estimation de l'énergie et de la nature du primaire).

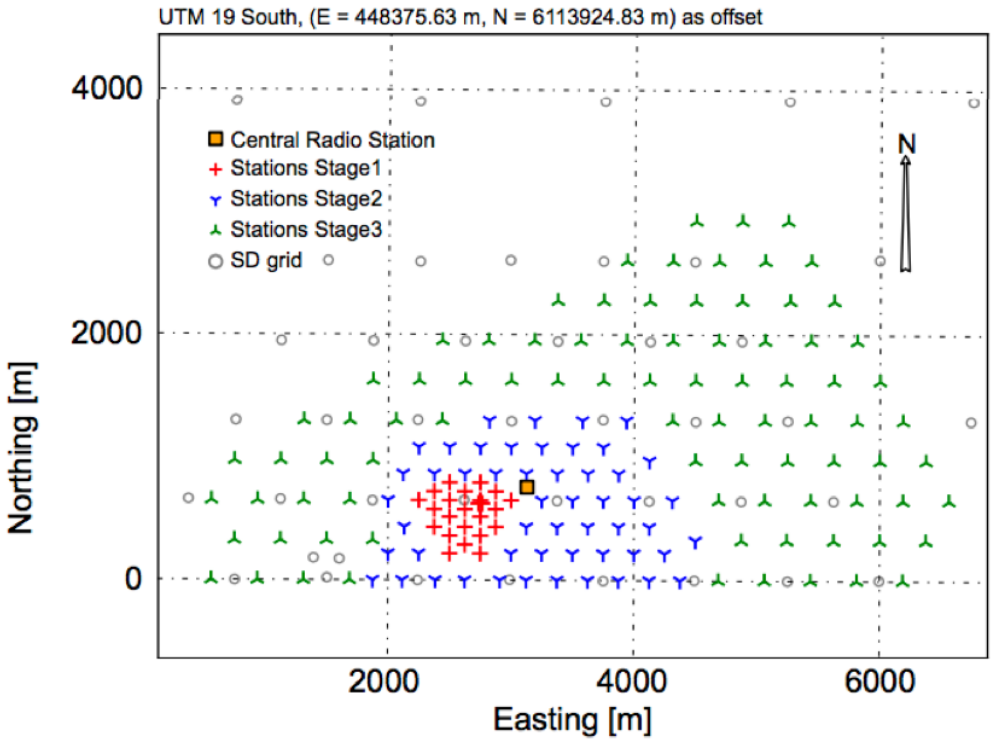


FIGURE 1.38 – *Expérience AERA. Le réseau de phase* 1 *fonctionne depuis* 2011.

Dans sa première phase, les stations autonomes sont équipées d'une antenne dipolaire log-périodique (LPDA) mesurant les deux polarisations NS et EW. Des panneaux solaires et des batteries assurent l'alimentation de l'électronique d'acquisition. Les données sont transmises par fibre optique (ce sera par WiFi dans les phases 2 et 3). La LPDA a une bonne réponse dans la bande $24 - 84$ MHz, entre les émissions AM et FM. Deux LNA amplifient les signaux NS et EW avec un gain de 20 dB. Un filtrage a lieu entre 23 MHz et 79 MHz. Deux autres amplifications à 19 dB et 10 dB sont appliquées ; on a donc en sortie 4 signaux analogiques (2 polarisations, 2 niveaux d'amplification). La numérisation se fait dans un FPGA à une fréquence de 200 MHz sur 2048 points (10.2 μs), codée sur 12 bits. L'ensemble de l'acquisition est installé dans un caisson CME. On dispose de récepteurs GPS pour la datation des événements.

Les 24 stations envoient leurs T2 (de façon identiques au SD) au CRS (Central Radio Station) située dans un conteneur marin au centre du réseau. Le CRS est lui aussi alimenté par l'énergie solaire. Il comporte une station météo et un mesureur de champ électrique. En effet, le champ électrique en provenance des gerbes dépend du champ électrique terrestre au moment et au lieu où se produit la gerbe (cas des orages par exemple). Le CRS utilise les T2 pour rechercher des coïncidences dans une certaine fenêtre en temps pour fabriquer des T3. Ces T3 sont envoyés aux stations concernées qui répondent en envoyant les traces complètes. Je rentrerai dans les détails de cette partie de l'acquisition dans un autre chapitre, étant responsable de l'algorithme de T3 et co-responsable de la partie acquisition centrale d'AERA.

1.3.3 CODALEMA

CODALEMA est, avec LOPES, une expérience qui a relancé la détection radio depuis les premières tentatives dans les années $60 - 70$. Elle a été initiée par Pascal Lautridou,

Olivier Ravel et Richard Dallier. Je ne présenterai ici que la deuxième phase de CODALEMA (CODALEMAII), utilisant les antennes dipolaires reprises par l'expérience RAugerI. L'expérience est installée sur le site du radio-télescope de Nançay, en Sologne. La Fig. 1.39 montre le réseau CODALEMAII. CODALEMAII est constitué de deux ré-

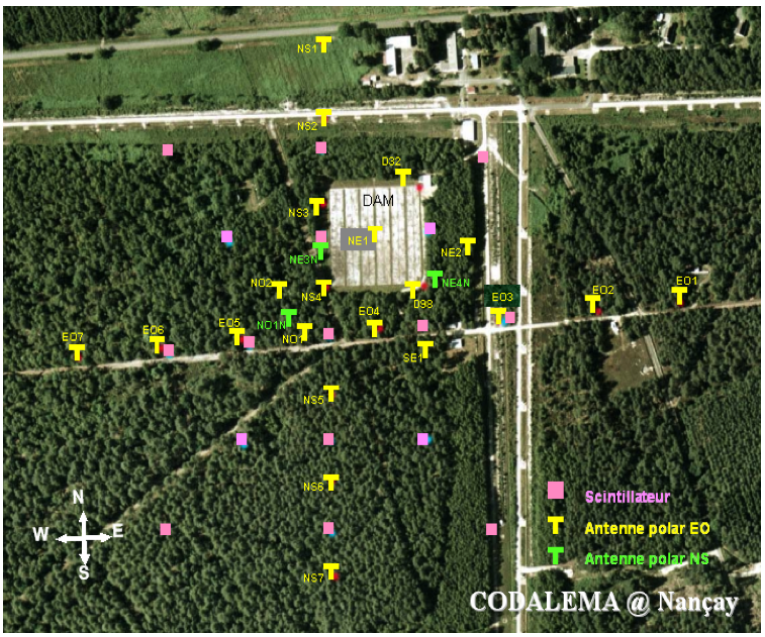


Figure 1.39 – *Expérience CODALEMAII. Le réseau de dipôles en polarisation EW est représenté par les lettres "T" jaunes. Les dipôles en polarisation NS, par les "T" verts. Le réseau de scintillateurs par les carrés roses. Le DAM est le réseau décamétrique et est partiellement utilisé dans CODALEMA.*

seaux : un réseau radio de 24 antennes espacées de 90 m, formant une croix de deux bras de 600 m. L'autre réseau contient 17 scintillateurs disposés sur une grille de 85 m de côté couvrant au total une surface de 340 m$\times$340 m. Les deux réseaux sont centrés sur le même point. Tous les détecteurs (antennes et scintillateurs) sont reliés par câble au poste d'acquisition centrale. En mode standard, le réseau de scintillateurs est le réseau maître et sert à déclencher le réseau radio. Les signaux sont numérisés à une fréquence de 1 GHz sur 12 bits et l'enregistrement a lieu sur 2560 points (2.56 μs). Le trigger est validé si les 5 scintillateurs centraux au moins ont un signal supérieur à 0.3 VEM et ceci dans une même fenêtre en temps de largeur 600 ns. Ces critères donnent un taux de trigger de $\sim$ 8 par heure. Le réseau décamétrique (DAM) de Nançay est constitué de 144 antennes log-périodiques sur une surface carrée de 80 m de côté. Quelques antennes parmi les 144 sont intégrées dans l'acquisition de CODALEMAII.

Conclusion du chapitre

Les progrès depuis le début des années 2000 ont été très importants dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. La coupure dans le spectre autour de 40 EeV est vue par plusieurs expériences de façon non-ambigüe et à la même énergie (aux erreurs systématiques près de chacune des expériences). On ne peut pas encore conclure à l'observation de la coupure GZK, des mesures fiables de composition des rayons cosmiques à ces énergies-là sont nécessaires et pas encore disponibles. Cette mesure de composition est véritablement le prochain défi à relever. La complexité de la tâche ne permet pas de dire si Auger — dans sa définition standard d'un SD et d'un

FD — aura la statistique suffisante pour répondre à la question. Il est probable que les améliorations en cours ou à venir puissent être d'un grand secours, je pense notamment à AMIGA, HEAT et bien sûr AERA qui passera en phase 2 dans les prochains mois (avant 2013). Il existe aussi des tentatives de mesure des rayons cosmiques en étudiant le signal radio dans le domaine du GHz. L'espoir du GHz est que le signal émis soit dû au bremsstrahlung moléculaire dans l'atmosphère, ce qui signifierait que le signal est émis de façon isotrope (comme la fluorescence) et permette ainsi de détecter les gerbes de loin, par le côté. Pour pour plus d'informations sur le signal GHz des gerbes atmosphériques, voir par exemple [103, 104]. La mesure fiable de la composition va de pair avec la recherche d'anisotropies sur le ciel. HiRes et TA sont compatibles avec un flux de rayons cosmiques isotrope. Auger détecte une anisotropie et rejette l'hypothèse isotrope à 99% de niveau de confiance. Les sources des rayons cosmiques sont cependant loin d'être identifiées. Pour une compréhension globale du spectre en énergie, avoir un modèle solide qui rende compte des observations, il nous faut également un modèle d'accélération des rayons cosmiques dans leurs sources. Le chapitre suivant présente les travaux auxquels j'ai contribué relatifs à l'accélération de Fermi, qui est le seul mécanisme aujourd'hui capable de donner des énergies macroscopiques (de l'ordre du Joule) à des particules microscopiques.

L'accélération de Fermi 2

Sommaire

2.1 Accélération de Fermi dans un choc comprimé 51
2.2 Efficacité de l'accélération de Fermi 64
Conclusion 69

Dans ce chapitre, je présente les travaux réalisés entre 2005 et 2006 en collaboration avec Martin Lemoine et Guy Pelletier sur l'accélération de Fermi. Nous avons écrit deux articles [105, 106] sur les résultats de nos simulations sur l'accélération de Fermi dans des chocs ultra-relativistes. Dans une première publication, nous calculons le spectre en énergie des rayons cosmiques accélérés dans un choc ultra-relativiste dans lequel le champ magnétique est décrit de façon réaliste en écrivant correctement les conditions de saut à l'interface du choc et la compression du champ qui en résulte. L'indice spectral obtenu ($s \sim 2.6 - 2.7$) est sensiblement différent de ce que l'on obtient en considérant une turbulence magnétique isotrope ($s \sim 2.3$). La métode utilisée consiste à calculer les probabilités de traversée du choc d'amont en aval et d'aval en amont en fonction de des angles d'arrivée ou de sortie dans le milieu amont ou aval. Dans cette méthode, nous ne prenons pas en compte les corrélations qui peuvent exister entre ces différents angles.

Le deuxième article démontre analytiquement l'inefficacité du mécanisme de Fermi dans les chocs ultra-relativistes. Il suggère l'existence d'un mécanisme d'amplification magnétique aux petites échelles qui peut restaurer une certaine efficacité au mécanisme.

Je n'ai plus contribué à cette activité lorsque j'ai quitté l'IAP pour SUBATECH où l'essentiel de ma recherche s'est focalisé sur la radiodétection des rayons cosmiques.

2.1 Accélération de Fermi dans un choc comprimé

Cette introduction est la version française de l'introduction de l'article dont il est question dans cette section.

L'accélération de Fermi dans les chocs astrophysiques est le principal mécanisme responsable du rayonnement à haute énergie. Ce mécanisme est universel ce qui explique pourquoi le spectre en énergie des rayons cosmiques est aussi proche d'une loi de puissance sur 12 ordres de grandeurs en énergie et sur 32 ordres de grandeur en flux. Du point de vue des observations, le sursaut gamma (avec un facteur de Lorentz du choc de $\Gamma_{\rm sh} \sim 100$) est le phénomène idéal pour tester les théories d'accélération des rayons cosmiques en milieu ultra-relativiste. Dans le modèle standard des sursauts (voir les références dans l'article), l'émission prompte de gammas serait la lumière synchrotron des électrons accélérés dans les chocs internes du sursaut avec des facteurs $\Gamma_{\rm sh} \sim 2-5$. L'émission rémanente quant à elle serait la lumière synchrotron des électrons accélérés dans le choc ultra-relativiste ($\Gamma_{\rm sh} \sim 300$) résultant de l'interaction de l'ejecta de rayons gammas avec son entourage.

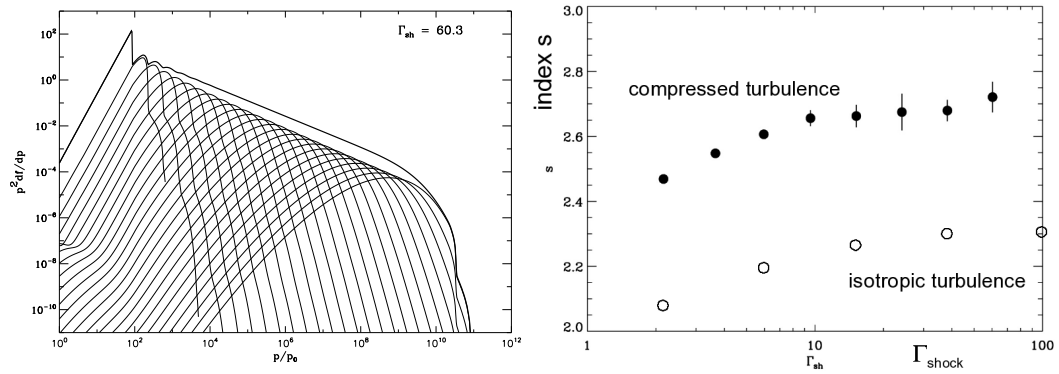
Les observations montrent que les indices spectraux des électrons accélérés dans ces chocs est $s \simeq 2.3 \pm 0.1$. Du point de vue théorique, l'indice spectral s des particules accélérées s'échappant d'un choc ultra-relativiste ($\Gamma_{\rm sh} \gg 1$) est prédit autour de $s \sim 2.23$. L'accord est donc actuellement satisfaisant dans la précision des mesures disponibles.

L'accélération dans les chocs a été étudiée par diverses méthodes, soit analytiques, semi-analytiques ou numériques (voir les références dans l'article). Toutes ces études ne trouvent pas cette valeur universelle de s d'autant plus lorsque des configurations anisotropes telles que le cas de chocs obliques sont considérées.

Plusieurs études ont essayé d'intégrer exactement les trajectoires des particules dans un champ magnétique prédéfini. Un champ magnétique réaliste respectant les conditions de saut du champ de part et d'autre du choc a été utilisé mais seulement pour des régimes modérément relativistes ($\Gamma_{\rm sh} \leqslant 5$). Il semblerait cependant que l'indice spectral augmente avec la vitesse du choc. Une étude plus récente utilisant différents niveaux d'obliquité avec une turbulence magnétique modérée, montre qu'il est possible d'obtenir diverses pentes spectrales, mais ces résultats souffrent d'un bruit de simulation assez important (voir les références dans l'article).

La plus importante avancée que nous ayons réalisée est d'avoir introduit la compression du champ magnétique dans le milieu choqué. Cette compression est attendue puisque les conditions de saut pour le champ magnétique induisent une amplification de la composante transverse du champ ; elle implique une anisotropie de la turbulence magnétique, laquelle modifie en profondeur le comportement dynamique des particules par rapport au cas isotrope. Dans le milieu non choqué, nous supposons un champ magnétique isotrope décrit par une turbulence de Kolmogorov. Nous avons fait des simulations dans les régimes modérément relativistes jusqu'à ultra-relativistes ce qui n'avait jamais été fait jusque-là pour ce type de configuration de champ magnétique.

Le principal effet de la compression est sur l'indice spectral : nous obtenons une pente de $s \sim 2.6-2.7$ dans la limite ultra-relativiste $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$ car la probabilité de retour au choc, une fois dans le milieu choqué, décroît en présence de compression (voir la Fig. 2.1). En effet, une particule qui pénètre dans le milieu choqué se fait piéger sur une échelle de temps de l'ordre du temps de Larmor dans une couche turbulente comprimée et ne peut pas retraverser le choc (et donc être accélérée au cours d'un autre cycle) à moins qu'elle ne le fasse "tout de suite", sur quelques temps de Larmor. De sorte que l'échelle de temps de l'accélération est dominée par le temps de résidence dans le



(a) *Spectre des particules accélérées multiplié par le carré du moment en fonction du moment (ligne épaisse) ; en lignes fines, populations successives de particules qui s'échappent du milieu choqué à chaque cycle.*

(b) *Indice spectral en fonction du facteur de Lorentz du choc mesuré dans le référentiel non choqué (laboratoire). Les cercles vides donnent les valeurs trouvées en l'abscence de compression (situation antérieure).*

FIGURE 2.1 – *Effet de la compression du champ magnétique dans le milieu choqué sur l'indice spectral des particules accélérées par le mécanisme de Fermi.*

milieu non choqué qui peut être relativement bref, $t_{\rm acc} \sim 10\, t_{\rm Larmor}/\Gamma_{\rm sh}$ mesuré dans le référentiel non choqué.

La pente spectrale obtenue dans ce cas plus réaliste de champ magnétique n'est plus en accord avec les valeurs mesurées à partir des observations des émissions des sursauts gammas. Il est surprenant de voir que la prise en compte d'un phénomène supplémentaire qui doit naturellement être pris en compte mène à une estimation erronée de l'indice spectral. Ce désaccord pourrait être dû à notre hypothèse de turbulence de Kolmogorov dans le milieu non choqué. En effet, un mécanisme d'amplification du champ magnétique dans le milieu non choqué pourrait modifier l'indice spectral. Notons également que l'indice spectral issu de nos simulations est en très bon accord avec celui de la partie ultra-haute énergie du spectre des rayons cosmiques (au-delà de 10^{18} eV) lorsque l'on suppose que les sources sont distribuées de façon cosmologique et à condition qu'elles n'évoluent pas trop fortement avec leur décalage vers le rouge par rapport au taux de formation d'étoiles.

Mon. Not. R. Astron. Soc. **000**, 1–11 (2005) Printed 5 February 2008 (MN LATEX style file v2.2)

Relativistic Fermi acceleration with shock compressed turbulence

Martin Lemoine[1⋆] and Benoît Revenu[2,1]†
[1] *Institut d'Astrophysique de Paris,*
UMR 7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie
98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France
[2] *AstroParticule & Cosmologie,*
UMR 7164 CNRS, Université Denis Diderot

arXiv:astro-ph/0510522v1 18 Oct 2005

ABSTRACT
This paper presents numerical simulations of test particle Fermi acceleration at relativistic shocks of Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh} = 2 - 60$, using a realistic downstream magnetic structure obtained from the shock jump conditions. The upstream magnetic field is described as pure Kolmogorov turbulence; the corresponding downstream magnetic field lies predominantly in the plane tangential to the shock surface and the coherence length is smaller along the shock normal than in the tangential plane. Acceleration is nonetheless efficient and leads to power-law spectra with index $\simeq 2.6 - 2.7$ at large shock Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$, markedly steeper than for isotropic scattering downstream. The acceleration timescale $t_{\rm acc}$ in the upstream rest frame becomes a fraction of Larmor time $t_{\rm L}$ in the ultra-relativistic limit, $t_{\rm acc} \approx 10 t_{\rm L}/\Gamma_{\rm sh}$. Astrophysical applications are discussed, in particular the acceleration in $\gamma-$ray bursts internal and external shocks.

Key words: shock waves – acceleration of particles – cosmic rays

1 INTRODUCTION

The Fermi acceleration process of charged particles bouncing back and forth across a shock wave is the main ingredient for the generation of high energy radiation in a variety of astrophysical environments. This observed radiation is generally synchrotron light emitted by the accelerated electrons; in this case one may recover the spectral index s of the accelerated population from the synchrotron index. For example, the afterglow emission of $\gamma-$ray bursts that is seen in X-ray through the infrared is generally interpreted as synchrotron emission of electrons accelerated at the ultra-relativistic external shock of Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh} \sim 300$. The inferred spectral index, $s \simeq 2.3 \pm 0.1$ (Waxman 1997; see also Meszaros 2002 and Piran 2004 for reviews), thus probes the nature of shock acceleration in the ultra-relativistic regime. Similarly synchrotron emission of electrons accelerated in the mildly relativistic internal shocks ($\Gamma_{\rm sh} \sim 2 - 5$ in the comoving frame) with index $s \simeq 2.3 \pm 0.1$ could explain the prompt γ emission (see e.g. Meszaros 2002, Piran 2004 and references therein). These observations thus provide anchor points for studies of Fermi acceleration in the moderate to the ultra- relativistic regime. They have actually been regarded as a dramatic confirmation of the theory of shock acceleration in the relativistic regime, which has been claimed to predict a "universal" asymptotic spectral index $s \simeq 2.23$ in the ultra-relativistic regime $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$.

Relativistic shock acceleration has been studied through a variety of methods, either analytical (Peacock 1981, and more recently Vietri 2002, Vietri 2003, Keshet & Waxman 2005, Blasi & Vietri 2005), semi-analytical (Kirk & Schneider 1987; Gallant & Achterberg 1999; Kirk *et al.* 2000; Achterberg *et al.* 2001), or numerical (Ellison *et al.* 1990, Ostrowski 1991, Ballard & Heavens 1992, Ostrowski 1993, Bednarz & Ostrowski 1996, 1998, 1999, Ellison & Double 2002, 2004, Lemoine & Pelletier 2003, Meli & Quenby 2003a,b, Bednarz 2004, Niemec & Ostrowski 2004, Baring 2004). Not all of these studies find the universal value for s, however, all the more so when anisotropic configurations such as oblique shocks are considered. One clear example is the demonstration that Fermi acceleration in superluminal (perpendicular) shocks in the absence of cross-field diffusion becomes inefficient (Begelman & Kirk 1990); in the relativistic regime, oblique shocks are superluminal unless the angle between the magnetic field and the shock normal $\Theta_B \lesssim 1/\Gamma_{\rm sh}$.

It is generally suspected that the inclusion of scattering would make Fermi acceleration more efficient in the relativistic regime. The simulations of Bednarz & Ostrowski (1998) and Baring (2004) have indeed confirmed that the spectral slope tends to increase with increasing shock obliquity and with decreasing turbulence level, whose rôle is to permit cross-field line transport to the shock front. However, a limitation of these simulations is that the scattering is simulated in a phenomenological way by setting a ratio of the perpendicular to parallel diffusion lengths and drawing pitch angles at random at each time step. Upstream, it has been demonstrated that an ultra-relativistic shock wave overtakes the particle before this latter has had time to scatter efficiently (Gallant & Achterberg 1999, Achterberg *et al.* 2001), so that the details of particle trans-

⋆ E-mail: lemoine@iap.fr
† E-mail: revenu@iap.fr

port are probably not crucial. Downstream, however, the particle has to turn back before re-crossing the shock, and the approximation of ad-hoc diffusion lengths may be too naïve to accurately simulate the transport. In fact, one may expect non-trivial correlation functions between displacements along different directions as well as subdiffusion regimes to play a significant rôle in the return to the shock.

Several studies have tried to integrate out exactly the particles trajectories in a well-defined magnetic field structure (Ballard & Heavens 1992, Ostrowski 1993, Lemoine & Pelletier 2003, Niemec & Ostrowski 2004). The study of Ballard & Heavens (1992) involved a realistic magnetic field structure, in the sense that it obeys the shock jump conditions, but was limited to mildly relativistic shocks ($\Gamma_{\rm sh} \leqslant 5$). Nevertheless, it observed a trend of increasing spectral index with increasing shock velocity, a result which has been disputed by the more exhaustive simulations of Ostrowski (1993). The recent work of Niemec & Ostrowski (2004) considered situations of moderate turbulence levels with varying degrees of obliquity for mildly relativistic shocks ($\Gamma_{\rm sh} \leqslant 5$). The conclusions obtained indicate that various spectral slopes can indeed be obtained, although the noise on the simulations is not negligible. Finally, the work of Lemoine & Pelletier (2003) introduced a new numerical Monte Carlo method to study relativistic Fermi acceleration, on which the present work is based. It assumed the downstream turbulence to be isotropic and confirmed the value $s \simeq 2.2 - 2.3$ predicted in that case.

It seems fair to say that a clear picture of the efficiency of relativistic Fermi acceleration in a magnetic structure that includes compression of the upstream magnetized configuration has not yet emerged. The present paper proposes to undertake such simulations in order to make progress along these lines. We assume that the upstream magnetic field is described by pure Kolmogorov turbulence, i.e. there is not uniform component; this can be seen as the limit $\delta B/B \to \infty$ of a highly turbulent plasma. The upstream magnetic field is compressed by the shock into an anisotropic downstream turbulence. We conduct our simulations in the mildly and ultra-relativistic regimes; simulations of that kind in this latter regime have never been attempted before.

In Section 2, we describe in detail the numerical techniques and the procedure used (borrowed from Lemoine & Pelletier 2003) to simulate the Fermi acceleration process. In Section 3, we present our results on the (downstream) return probability, the acceleration timescale and the accelerated spectrum as a function of shock Lorentz factor. In Section 4 we discuss the relaxation length of the turbulence and argue that, for relativistic shocks at least, particles that return to the shock downstream do not travel beyond the point where the anisotropy of turbulence has relaxed. We also discuss the properties of transport of particles in the strongly anisotropic turbulence generated by shock compression, compare our results to previous studies and comment on the applications of our results to shock acceleration in $\gamma-$ray bursts and to shock acceleration of ultra-high energy cosmic rays. Conclusions and a summary of the results are provided in Section 5.

2 NUMERICAL SIMULATIONS

2.1 Jump conditions and magnetic fields

In the present work, we assume that the magnetic field is dynamically unimportant, *i.e.* its energy density can be neglected with respect to that of the fluid. We also consider a strong shock, for which the upstream random kinetic energy per particle can be neglected with respect to that downstream. The corresponding hydrodynamic jump conditions are given in Blandford & McKee (1977), and reviewed in Kirk & Duffy (2001) and Gallant (2002). The shock Lorentz factor is denoted $\Gamma_{\rm sh}$ in the upstream frame (taken as the lab frame), and the shock velocity upstream is $\beta_{\rm sh}$. Unless otherwise noted, all quantities are calculated in this frame. If relevant the reference frame is indicated by a subscript, e.g., $\beta_{\rm sh|d}$ refers to the shock velocity measured in the downstream rest frame and $\Gamma_{\rm sh|d}$ refers to the shock Lorentz factor in the downstream frame. The relative Lorentz factor between upstream and downstream is noted $\Gamma_{\rm rel}$ and reads:

$$\Gamma_{\rm rel} \equiv \Gamma_{\rm sh}\Gamma_{\rm sh|d}(1-\beta_{\rm sh}\beta_{\rm sh|d}).$$

The downstream Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh|d}$ as well as $\Gamma_{\rm rel}$ can be obtained as a function of $\Gamma_{\rm sh}$ (upstream shock Lorentz factor) using the relations derived from the shock jump conditions for a Synge equation of state (Gallant 2002):

$$\Gamma^2_{\rm sh|d} \,=\, \frac{F(\xi)}{F(\xi)-1}\,, \quad \Gamma^2_{\rm sh} \,=\, G(\xi)^2\frac{F(\xi)}{F(\xi)-1} \qquad (1)$$

where $\xi \equiv mc^2/T_{\rm d}$, $T_{\rm d}$ being the downstream temperature and m the particle mass, $G(\xi) \equiv K_3(\xi)/K_2(\xi)$, with K_2, K_3 modified Bessel functions, and $F(\xi) \equiv [\xi G(\xi)-1]^2 - \xi^2$. These relations hold for a gas composed of possibly different particles species but with same ξ (Gallant 2002). Equations (1) can be inverted numerically to obtain $\Gamma_{\rm sh|d}$ as a function of $\Gamma_{\rm sh}$. In particular, in the ultra-relativistic limit $\Gamma_{\rm sh} \to +\infty$, one finds the well-known results $\beta_{\rm sh|d} \to 1/3$ ($\Gamma_{\rm sh|d} \to 3/\sqrt{8}$) and $\Gamma_{\rm rel} \to \Gamma_{\rm sh}/\sqrt{2}$.

The conservation of the electromagnetic field energy-momentum tensor implies the following jump conditions for the magnetic field components $B_\parallel$ (aligned with the shock normal) and $B_\perp$ (tangential to the shock surface):

$$\frac{B_{\parallel,{\rm d|d}}}{B_{\parallel,{\rm u|u}}} \,=\, 1, \qquad \frac{B_{\perp,{\rm d|d}}}{B_{\perp,{\rm u|u}}} \,=\, \frac{\beta_{\rm sh|u}\Gamma_{\rm sh|u}}{\beta_{\rm sh|d}\Gamma_{\rm sh|d}}, \qquad (2)$$

and as before, $\beta_{\rm sh|u} \equiv \beta_{\rm sh}$, $\Gamma_{\rm sh|u} \equiv \Gamma_{\rm sh}$. The parallel component $B_\parallel$ is thus conserved while the perpendicular component $B_\perp$ is amplified by the proper shock compression ratio $R = \beta_{\rm sh|u}\Gamma_{\rm sh|u}/\beta_{\rm sh|d}\Gamma_{\rm sh|d}$. In the ultra-relativistic limit $R \to \Gamma_{\rm sh}\sqrt{8}$, and the total magnetic field strength is amplified by $\sqrt{2/3}R$.

We assume that the upstream magnetic field is purely turbulent with a power spectrum describing Kolmogorov turbulence with maximal length scale $L_{\rm max}$. It is modeled as a sum of static plane wave modes according to:

$$\mathbf{B}_{\rm u}(\mathbf{x}) \,=\, \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}+i\phi_{\mathbf{k}}}\,\mathbf{e}_{\mathbf{k}}G_k, \qquad (3)$$

with $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$ a unit polarization vector orthogonal to $\mathbf{k}$, $\phi_{\mathbf{k}}$ a random phase and $|G_k|^2 \,\propto\, k^{-5/3}$ the amplitude of the power spectrum. The wavenumbers k range from $k_{\rm min} = 2\pi/L_{\rm max}$ to some maximal wavenumber $k_{\rm max} \gg k_{\rm min}$; numerically we employ 250 wavenumbers modes whose directions are drawn at random, and whose moduli are spaced logarithmically between $k_{\rm min}$ and $k_{\rm max} = 5\cdot 10^3 k_{\rm min}$. The amplitude G_k can be chosen as real and is normalized such that:

$$\frac{1}{V}\int {\rm d}\mathbf{x}\,\mathbf{B}^2(\mathbf{x}) \,=\, \sum_{\mathbf{k}} |G_k|^2 \,\equiv\, B^2_{\rm rms} \qquad (4)$$

with $B^2_{\rm rms}$ the squared turbulent magnetic field strength.

According to the shock jump conditions, the downstream

magnetic field is described by an anisotropic turbulence: while $B_\parallel$ is conserved, the turbulence wavenumbers $k_\parallel$ are amplified by R, which corresponds to the compression of the eddies by $1/R$ along the shock normal. The perpendicular wavenumbers $k_\perp$ are conserved through the shock but $B_\perp$ is amplified as before. Hence the downstream magnetic field is described by:

$$\mathbf{B}_{\rm d}(\mathbf{x}) \,=\, \sum_{\tilde{\mathbf{k}}} \, e^{i\tilde{\mathbf{k}}\cdot\mathbf{x}+i\phi_{\tilde{\mathbf{k}}}}\,\tilde{\mathbf{e}}_{\tilde{\mathbf{k}}} G_k, \tag{5}$$

where $\tilde{\mathbf{k}}$ is related to the wavenumber $\mathbf{k}$ of Eq. 3 by $\tilde{\mathbf{k}}_\parallel = R\,\mathbf{k}_\parallel$ and $\tilde{\mathbf{k}}_\perp = \mathbf{k}_\perp$; similarly $\tilde{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}$ is related to $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$ by: $\tilde{\mathbf{e}}_{\parallel,\mathbf{k}} = \mathbf{e}_{\parallel,\mathbf{k}}$ and $\tilde{\mathbf{e}}_{\perp,\mathbf{k}} = R\,\mathbf{e}_{\perp,\mathbf{k}}$. Note that $\tilde{\mathbf{k}}\cdot\tilde{\mathbf{e}}_{\tilde{\mathbf{k}}} = \mathbf{k}\cdot\mathbf{e}_{\mathbf{k}} = 0$ as required for a divergenceless field; $\phi_{\tilde{\mathbf{k}}}$ and G_k are not modified. We chose not to normalize the above polarization vector to unity downstream and its modulus gives the overall amplification factor of the magnetic field. This is but a matter of convention: one may equally well embody the compression factor in G_k and normalize $\tilde{\mathbf{e}}_{\tilde{\mathbf{k}}}$ to unity.

2.2 Monte Carlo simulations

Our numerical procedure is summarized in Lemoine & Pelletier (2003). It consists in two main steps: in a first stage, we conduct Monte Carlo simulations of particle propagation in a magnetized medium (either upstream or downstream) and derive the statistical properties related to shock crossing and re-crossing, as described below. In a second step we use these statistical distributions in conjunction with the Lorentz transforms from one frame to the other to reconstruct the accelerated spectrum that escapes downstream.

Once the magnetic field structure is set up as described above, one Monte Carlo simulation of the propagation of particle consists in integrating the equation of motion in the magnetic field. The particle trajectory is saved in time intervals that are a fraction $f_{\rm u} \simeq 10^{-4}$ (upstream) or $f_{\rm d} \simeq 10^{-2}$ (downstream) of Larmor time $t_{\rm L} = R_{\rm L}/c$ (with $R_{rmL} \equiv p/qB$) over a time period as long as $\Delta T_{\rm u} \simeq 10^2$ (upstream) or $\Delta T_{\rm d} \simeq 10^4$ (downstream) Larmor time. For each computed trajectory one can build a statistical sample of shock crossing and re-crossing as follows. One draws at random a point along the trajectory, which defines the point at which the particle enters through the shock. One records the ingress pitch angle cosine of the particle momentum with respect to the shock normal at that point. One then searches for the point along the trajectory at which the particle exits through the shock and the corresponding egress pitch angle cosine is recorded. In the downstream medium, it happens that the particle never re-crosses the shock as the shock itself moves away with speed $\beta_{\rm sh|d} \simeq 1/3$ ($\Gamma_{\rm sh} \gg 1$). By iterating the above procedure, *i.e.* drawing other points of entry in the trajectory, and building other trajectories, one can measure the probability laws that control in a direct manner the Fermi process.

In particular, the ratio of the number of shock re-crossings to the total number of shock entries at a given ingress "pitch" angle (defined here as the angle between the momentum and the direction of the shock normal) cosine $\mu^{\rm i}$ gives the return probability $P_{\rm ret}(\mu^{\rm i})$. In a similar way, the number of shock re-crossings through an egress pitch angle cosine $\mu^{\rm e}$ for a given ingress cosine $\mu^{\rm i}$ gives (after proper normalization) the conditional return probability $\mathcal{P}(\mu^{\rm i};\mu^{\rm e})$. One can define and calculate these quantities both downstream, $\mathcal{P}_{\rm d}(\mu^{\rm i}_{\rm d};\mu^{\rm e}_{\rm d})$, and upstream, $\mathcal{P}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u};\mu^{\rm e}_{\rm u})$. Note that the ingress and egress pitch angles are calculated in the rest frame of the fluid under consideration. The normalization of the conditional probability laws is such that their sum over the egress pitch angle cosine yields the return probability as a function of ingress pitch angle cosine:

$$\begin{aligned} P_{\rm ret,\,d}(\mu^{\rm i}_{\rm d}) &= \int {\rm d}\mu^{\rm e}_{\rm d}\,\mathcal{P}_{\rm d}(\mu^{\rm i}_{\rm d};\mu^{\rm e}_{\rm d}), \\ P_{\rm ret,\,u}(\mu^{\rm i}_{\rm u}) &= \int {\rm d}\mu^{\rm e}_{\rm u}\,\mathcal{P}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u};\mu^{\rm e}_{\rm u}). \end{aligned} \tag{6}$$

Obviously the upstream return probability $P_{\rm ret,\,u}$ must be unity if one considers an infinite planar shock with an infinite lifetime. This provides a useful check on the numerical procedure; in the present calculations, $P_{\rm ret,\,u}$ does not deviate from unity by more than $\sim 10^{-6}$. Downstream it is mandatory to verify that one does not miss possible late returns by varying the trajectory integration time; we estimate that the mean of $P_{\rm ret,\,d}$ over ingress pitch angle cosines is accurate to better than $\sim 10^{-4}$.

Finally these simulations give a direct measurement of the return timescale to the shock as a function of pitch angles. This measurement is particularly important to estimate the maximal acceleration energy in a variety of environments, as discussed in Section 3.3.

Once the upstream and downstream laws of return probability are known, the simulation of the acceleration process itself can be performed as follows. We denote by $\mathcal{F}^{2n+1}_{\rm d}(\mu_{\rm d},\epsilon_{\rm d})$ the distribution function of particles that enter the shock towards downstream with ingress pitch angle cosine $\mu_{\rm d}$, that have experienced $2n+1$ shock crossings and that carry energy $\epsilon_{\rm d}$ (downstream frame). Similarly we define the distribution function $\mathcal{F}^{2n}_{\rm u}(\mu_{\rm u},\epsilon_{\rm u})$ of upstream-going particles with ingress pitch angle cosine $\mu_{\rm u}$, having experienced $2n$ shock crossings and carrying energy $\epsilon_{\rm u}$. If we denote by $\mathcal{F}^0_{\rm u}$ the injection population upstream, then after an even (resp. odd) number of shock crossings the particles are necessarily upstream (resp. downstream). The injection (isotropic) distribution function $\mathcal{F}^0_{\rm u}$ is normalized to unity, as follows:

$$\int_{-1}^{1} {\rm d}\mu_{\rm u}{\rm d}\epsilon_{\rm u}\,\mathcal{F}^0_{\rm u}(\mu_{\rm u},\epsilon_{\rm u}) \,\equiv\, 1. \tag{7}$$

The integral over μ and ϵ of the distribution functions $\mathcal{F}^{2n+1}_{\rm d}(\mu,\epsilon)$ and $\mathcal{F}^{2n}_{\rm u}(\mu,\epsilon)$ with $n>0$ is smaller than unity, due to escape of particles downstream at each cycle.

Now, particles that enter upstream after $2n$ shock crossings with ingress cosine $\mu^{\rm i}_{\rm u}$ re-cross the shock with egress cosine $\mu^{\rm e}_{\rm u}$ and with conditional probability $\mathcal{P}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u};\mu^{\rm e}_{\rm u})$. The total number of particles with egress pitch angle $\mu^{\rm e}_{\rm u}$ and energy $\epsilon_{\rm u}$ at the $2n+1^{\rm th}$ shock crossing is $\int {\rm d}\mu^{\rm i}_{\rm u}\,\mathcal{P}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u};\mu^{\rm e}_{\rm u})\mathcal{F}^{2n}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u},\epsilon_{\rm u})$. We note that the upstream egress cosine $\mu^{\rm e}_{\rm u}$ is related to the corresponding downstream ingress cosine $\mu^{\rm i}_{\rm d}$, by a Lorentz transform, just as the energies measured in the upstream frame ($\epsilon_{\rm u}$) or downstream frame ($\epsilon_{\rm d}$):

$$\mu^{\rm i}_{\rm d} \,=\, \frac{\mu^{\rm e}_{\rm u}-\beta_{\rm rel}}{1-\beta_{\rm rel}\mu^{\rm e}_{\rm u}}, \quad \epsilon_{\rm d} \,=\, \Gamma_{\rm rel}(1-\beta_{\rm rel}\mu^{\rm e}_{\rm u})\epsilon_{\rm u}, \tag{8}$$

with a similar relation between $\mu^{\rm e}_{\rm d}$ and $\mu^{\rm i}_{\rm u}$ when the particle crosses the shock from downstream to upstream.

Therefore, the conservation of particle number at shock crossing u→d implies the following relation between $\mathcal{F}^{2n+1}_{\rm d}$ and $\mathcal{F}^{2n}_{\rm u}$:

$$\begin{aligned} &\mathcal{F}^{2n+1}_{\rm d}(\mu^{\rm i}_{\rm d},\epsilon_{\rm d})\,{\rm d}\mu^{\rm i}_{\rm d}{\rm d}\epsilon_{\rm d} = \\ &\qquad\left[\int_{\beta_{\rm sh}}^{1} {\rm d}\mu^{\rm i}_{\rm u}\,\mathcal{P}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u};\mu^{\rm e}_{\rm u})\mathcal{F}^{2n}_{\rm u}(\mu^{\rm i}_{\rm u},\epsilon_{\rm u})\right]{\rm d}\mu^{\rm e}_{\rm u}{\rm d}\epsilon_{\rm u}, \end{aligned} \tag{9}$$

and one obtains a similar system for shock crossing d→u:

$$\mathcal{F}_{\rm u}^{2n}(\mu_{\rm u}^{i},\epsilon_{\rm u})\,{\rm d}\mu_{\rm u}^{\rm i}{\rm d}\epsilon_{\rm u} = \left[\int_{-1}^{\beta_{\rm sh|d}} {\rm d}\tilde{\mu}_{\rm d}^{\rm i}\,\mathcal{P}_{\rm d}(\tilde{\mu}_{\rm d}^{\rm i};\mu_{\rm d}^{\rm e})\mathcal{F}_{\rm d}^{2n-1}(\tilde{\mu}_{\rm d}^{\rm i},\tilde{\epsilon}_{\rm d})\right]\,{\rm d}\mu_{\rm d}^{\rm e}{\rm d}\tilde{\epsilon}_{\rm d}, \quad (10)$$

with:

$$\mu_{\rm u}^{\rm i} \,=\, \frac{\mu_{\rm d}^{\rm e}+\beta_{\rm rel}}{1+\beta_{\rm rel}\mu_{\rm d}^{\rm e}}, \quad \epsilon_{\rm u} \,=\, \Gamma_{\rm rel}(1+\beta_{\rm rel}\mu_{\rm d}^{\rm e})\tilde{\epsilon}_{\rm d} \quad (11)$$

where the " ˜ " symbol has been introduced to differentiate the values of $\mu_{\rm d}$ and $\epsilon_{\rm d}$ from one cycle ($2n-1$ shock crossings) to the next ($2n+1$ shock crossings). The integration bounds on μ are imposed by the shock crossing conditions.

The terms within brackets in Eqs. (9) and (10) correspond to the distributions upon exit from upstream and downstream respectively. These equations assume implicitly that the conditional probability laws do not depend on energy. This will be shown to be a good approximation in Section 3.1.

After each cycle u→d→u, a population $\mathcal{F}_{\rm out}^{2n+1}(\epsilon_{\rm d}) = \int {\rm d}\mu_{\rm d}^{\rm i}[1-P_{\rm ret}(\mu_{\rm d}^{\rm i})]\mathcal{F}_{\rm d}^{2n+1}(\mu_{\rm d}^{\rm i};\epsilon_{\rm d})$ of the particle population has escaped downstream. The sum over n of these escaping particles forms the outgoing accelerated particle population:

$$\mathcal{F}_{\rm out}(\epsilon) \,=\, \sum_{n=0}^{n=+\infty} \mathcal{F}_{\rm out}^{2n+1}(\epsilon). \quad (12)$$

By following each shock crossing, and using Eqs. (8), (9), (10), (11) and (12) one can follow the evolution of $\mathcal{F}_{\rm d}$, $\mathcal{F}_{\rm u}$ and $\mathcal{F}_{\rm out}$, starting from a mono-energetic and isotropic initial injection distribution upstream. A similar formal development of the acceleration process by repeated shock crossings has also been proposed independently by Vietri (2002): the flux of particles crossing the shock in the stationary regime, noted $J_{\rm in}$ in Vietri (2002) is related to the above as $J_{\rm in} = C\sum_{n=0}^{n=+\infty}\mathcal{F}_{\rm d}^{2n+1}$ with C a normalization constant (see also Lemoine & Pelletier 2003).

The present technique has significant advantages when compared to standard Monte Carlo techniques which follow the particle trajectories on both sides of the shock through the whole acceleration process; in particular, it offers a significant gain in signal to noise as will be obvious in Section 3.

It has however one caveat that should be underlined and which resides in the fact that we compute the accelerated spectrum by merging separate pieces of information on transport properties upstream and downstream. In so doing, we neglect the possible correlations that may exist between the upstream magnetic configuration at the crossing point and that downstream, i.e. we neglect the possible correlations between upstream and downstream transport. The only method that can take this effect into account is the direct Monte Carlo integration of individual particle trajectories. It is therefore important to compare the results obtained with these two methods in order to assess the magnitude of this effect. In the case where scattering is isotropic downstream, it appears that various methods converge to the same value of the spectral index, and this includes various non-Monte Carlo methods which cannot take the above effect into account (see, e.g., Achterberg *et al.* 2001, Lemoine & Pelletier 2003, Keshet & Waxman 2005) as well as direct Monte Carlo methods (e.g., Bednarz & Ostrowski 1998). This suggests that, at least in the isotropic limit, these correlations do not play a significant rôle in the determination of the spectral index.

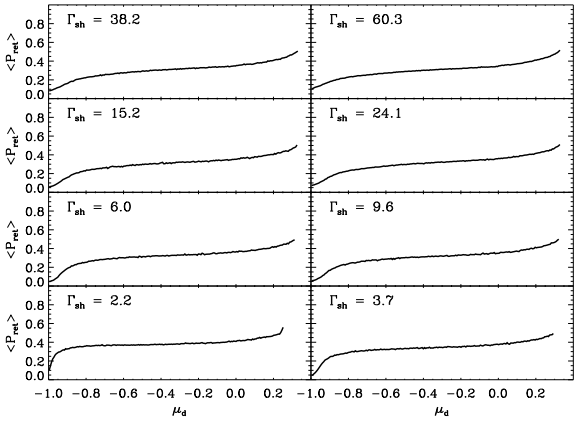


Figure 1. Downstream return probability *vs* ingress pitch angle cosine μ_d^i (downstream rest frame) for various shock Lorentz factors, as indicated, and for a rigidity $2\pi R_{\rm L}/L_{\rm max} = 6\cdot 10^{-4}$.

3 RESULTS

The numerical technique described in the previous section allows to collect a significant amount of information on the acceleration process, in particular the conditional probabilities of return from downstream or upstream, the energy gain per cycle as well as the acceleration timescale. In order to better understand the results obtained for each of these quantities, it is necessary to emphasize the difference between the effective coherence length along the shock normal $L_\parallel$ and that tangential to the shock front $L_\perp$ as measured downstream, see Section 2: $L_\parallel = L_\perp/R = L_{\rm max}/R$, where $L_{\rm max}$ is the coherence length of the upstream magnetic field, and R the proper shock compression ratio, $R \simeq \Gamma_{\rm sh}\sqrt{8}$ when $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$. This distinction takes on a particular importance when one compares the results over various values of the shock Lorentz factor and over various values of the rigidity $\rho \equiv 2\pi R_{\rm L}/L_{\rm max}$, where $R_{\rm L}$ denotes the Larmor radius in the rest frame of consideration. In principle, the transport properties of particles in a magnetic field depend solely on the rigidity. However, when the effective coherence length along the shock normal depends on $\Gamma_{\rm sh}$ through R, while $L_\perp$ does not, there is no unambiguous definition of rigidity. In particular, the above definition of ρ does not correspond to the effective rigidity $\rho_\parallel \equiv 2\pi R_{\rm L}/L_\parallel$ that controls the scattering of particles with turbulence modes of wavevector parallel to the shock normal: a given rigidity $\rho = 2\pi R_{\rm L}/L_{\rm max}$ corresponds in fact to larger and larger values of $\rho_\parallel$ as $\Gamma_{\rm sh}$ increases. The relevance of this observation to the results will be adressed shortly.

3.1 Return probability

The average return probability marginalized over egress angle, $P_{\rm ret,d}$, defined in Eq. 6 as the direct average of the conditional probability law $\mathcal{P}_{\rm d}(\mu_{\rm d}^{\rm i},\mu_{\rm d}^{\rm e})$ over the egress pitch angle cosine $\mu_{\rm d}^{\rm e}$, is shown as a function of the ingress pitch angle cosine $\mu_{\rm d}^{\rm i}$ in Fig. 1. The increase of $P_{\rm ret,d}$ as $\mu_{\rm d}^{\rm i}\to 1/3$ backs up the notion that particles crossing the shock from upstream to downstream at near grazing incidence with the shock front have a substantially higher probability of returning to the shock than those crossing the shock head-on ($\mu_{\rm d}^{\rm i}\to -1$).

When viewed as a function of shock Lorentz factor, the av-

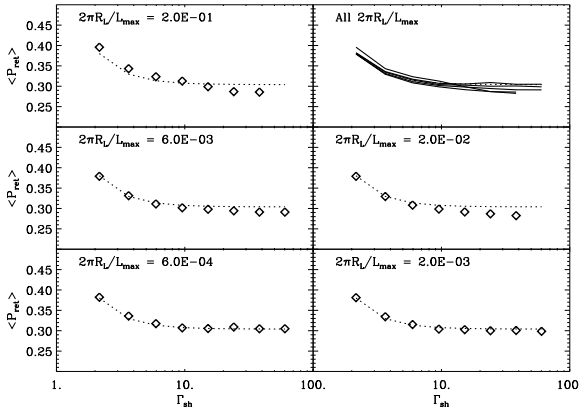


Figure 2. Downstream return probability averaged over ingress angle *vs* shock Lorentz factors for various rigidities as indicated. The dotted line is an ad-hoc fit $\langle P_{\rm ret}\rangle = 0.97 - 0.67\beta_{\rm sh}$ which accounts well for the dependence of the return probability with shock Lorentz factor at low rigidities.

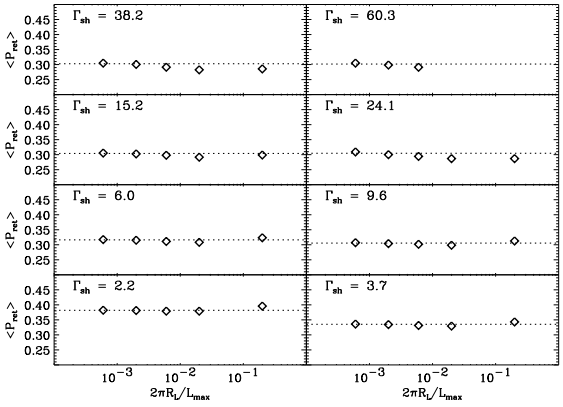


Figure 3. Downstream return probability averaged over ingress angle *vs* rigidity for various shock Lorentz factors, as indicated.

erage return probability appears to reach an asymptotic law, as is made apparent in Fig. 1. This is not a trivial result in itself, as the nature of the turbulence downstream depends rather strongly on the shock Lorentz factor. Section 4.1 provides examples of downstream trajectories for two different values of $\Gamma_{\rm sh}$, and indeed, the displacements along the shock normal differ widely. Hence one might naturally expect that the return probability would carry some form of dependence on the shock Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh}$. As we now argue, this is related to the fact that the scattering timescale in the direction along the shock normal, i.e. the time required for the particle to turn back, is a function of Larmor time, as demonstrated in Section 4.1. There it is argued that the particles that return to the shock have done one reflection on the compressed turbulence in their first interaction; indeed, particles get trapped in a layer of the compressed turbulence when $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$ and $\rho \ll 1$, hence they cannot return to the shock unless they do so in the first interaction. This reflection is in fact a half-gyration of the particle around a field line which is mainly oriented along the shock front as a result of shock compression, and this explains why the scattering time is of order of the Larmor time. For large values of $\Gamma_{\rm sh}$, the shock velocity with respect to downstream $\beta_{\rm sh|d} \to 1/3$ becomes independent of $\Gamma_{\rm sh}$, and so does the scattering timescale (at a given rigidity, see Section 4.1), hence so does the return probability.

One may further average the return probability $P_{\rm ret,d}$ over the ingress pitch angle in order to define the average return probability $P_{\rm ret}$:

$$\langle P_{\rm ret}\rangle \equiv \frac{\int {\rm d}\mu_{\rm d}^{\rm i}\, P_{\rm ret,d}(\mu_{\rm d}^{\rm i})}{\int {\rm d}\mu_{\rm d}^{\rm i}}. \qquad (13)$$

This probability is shown as a function of shock Lorentz factor for varying values of the rigidity ρ in Fig. 2. The dotted line represents the empirical fit: $\langle P_{\rm ret}\rangle \simeq 0.97 - 0.66\beta_{\rm sh}$ which provides a good approximation at low rigidities. This figure shows how the average return probability reaches an asymptote with $\Gamma_{\rm sh}$ for sufficiently low rigidities. At high rigidities (upper panels), one recovers a dependence of $\langle P_{\rm ret}\rangle$ on $\Gamma_{\rm sh}$. This latter effect is likely related to the factor R difference between $\rho_\parallel$ and ρ: as $\rho_\parallel = R\rho$ becomes larger than $\approx 0.1 - 1$, particles can no longer interact resonantly with the turbulence wave modes (Casse *et al.* 2002); they take a longer time to return to the shock, see Section 3.3, and their return probability becomes sensitive to the nature of the turbulence, hence to $\Gamma_{\rm sh}$.

Finally one can plot the average return probability as a function of rigidity for various values of the shock Lorentz factor, see Fig. 3. It is important to note that the average return probability does not depend on the rigidity, at least for sufficiently low rigidities $\rho_\parallel \ll 1$ for the same reasons as above. The conditional return probabilities (from which $\langle P_{\rm ret}\rangle$ is obtained) are also found not to depend on rigidity in that range. In order to measure the spectral index of the accelerated spectrum for rigidities in the inertial range of resonance, it is important to use only the datasets of the smallest rigidities downstream, i.e. $\rho = 6\cdot 10^{-4}$ and $\rho = 2\cdot 10^{-3}$, where we still have $k_{\rm max}R_{\rm L} > 1$, for the same reasons as discussed above. For upstream probability laws, one can use all datasets since the rigidities are well in the inertial range in the absence of compression effects. In what follows, we use different combinations of one downstream with one upstream of these datasets to simulate the Fermi acceleration process and measure the spectral index. We use these different datasets as independent realizations of the conditional probability laws in order to estimate the numerical uncertainty on the spectral index.

3.2 Escaping accelerated particles

The fraction of particles that do not return to the shock adds up to form the outgoing accelerated particle spectrum. As shown by Bell (1978) for the case of non-relativistic shocks, the spectral index of this spectrum is determined by the average return probability and the mean energy gain at each cycle. For relativistic shocks, the analytical development of Vietri (2002), whose formulation is very similar to that presented in Section 2, shows that the spectral index is determined by the energy gain properly averaged over the equilibrium distribution functions both upstream and downstream, see also Lemoine & Pelletier (2003).

The average energy gains per cycle u→d→u and half-cycles d→u, u→d are shown in Fig. 4, which shows clearly that the gain is of order $\simeq \Gamma_{\rm sh}^2$ for the first complete cycle u→d→u, and falls to $\lesssim 2$ in subsequent cycles, as anticipated by Gallant & Achterberg (1999), Achterberg *et al.* (2001). This strong limitation of the energy gain is due to the anisotropy of the distribution func-

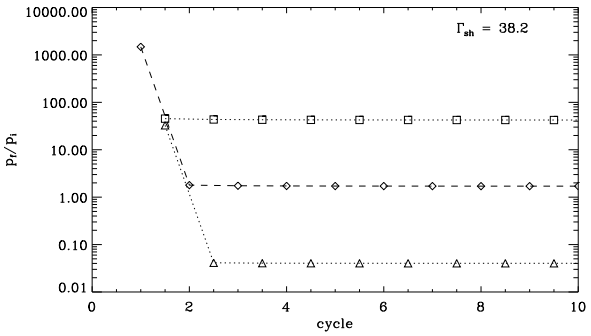


Figure 4. Average energy gain per cycle u→d→u (diamonds), per half cycle u→d (triangles), and per half cycle d→u (squares) plotted vs successive cycles.

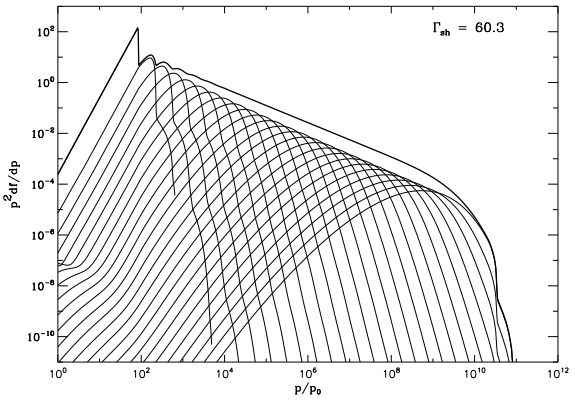


Figure 5. Accelerated spectrum of particles escaping downstream times momentum squared *vs* momentum (thick solid line); in thin solid lines, the accelerated populations that escape downstream at each cycle.

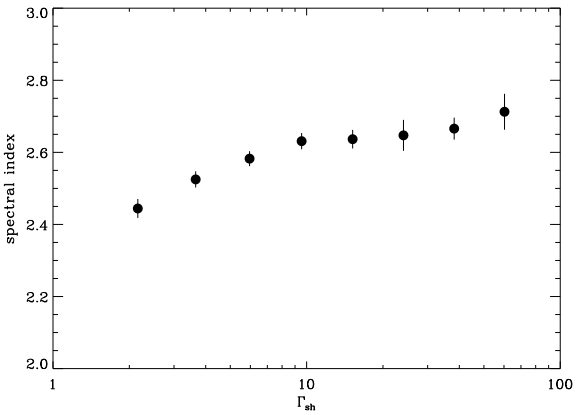


Figure 6. Spectral index *vs* shock Lorentz factor.

tion upstream: particles do not have time to be deflected by an angle greater than $\sim 1/\Gamma_{\rm sh}$ upstream before being overtaken by the shock which moves at speed $\beta_{\rm sh} \simeq 1$ with respect to upstream, hence the particles energy is decreased by a factor $1/\Gamma_{\rm rel}$ in the half-cycle u→d through the Lorentz transform, in agreement with Fig. 4. In order to return to the shock downstream, particles must turn back and the average energy gain in the half-cycle d→u is now $\simeq \kappa\Gamma_{\rm rel}$, with $\kappa \lesssim 2$ resulting in the total energy gain per cycle $\lesssim 2$. In the first cycle, the energy gain is large as the particle population injected upstream toward the shock is isotropic, hence in the first half-cycle u→d the energy gain $\sim \Gamma_{\rm rel}$.

The average energy gain per cycle u→d→u is $\langle p_{\rm f}/p_{\rm i}\rangle \simeq 1.7$ to within ± 0.1 for the various values of rigidity and shock Lorentz factor; this gain tends to diminish with increasing $\Gamma_{\rm sh}$ albeit with a weak slope. A similar behavior has been observed in the case of isotropic downstream turbulence (Lemoine & Pelletier 2003), the gain decreasing from $\simeq 2.0$ at $\Gamma_{\rm sh} = 2$ to $\simeq 1.9$ at $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$.

Finally, using the method described in the previous section and the probability data collected during the Monte Carlo simulations, one can simulate the acceleration process itself and constructs the accelerated particle population. The result is presented in Fig. 5. This figure reveals that the sub-populations that escape at each cycle $2n+1$, and whose spectrum is roughly a gaussian centered on an energy $\sqrt{2}\Gamma_{\rm sh} p_0 g^n_{\rm u\to d\to u}$ (p_0 injection energy) and amplitude $\propto (1-\langle P_{\rm ret}\rangle)^n$, add up to form a featureless power law spectrum of index s (at $p \gg p_0$).

The measured spectral index s is shown as a function of shock Lorentz factor in Fig. 6. The comparison of these results with those obtained for isotropic scattering downstream shows that the inclusion of shock compression leads to a steeper accelerated spectrum at all values of $\Gamma_{\rm sh}$. One can understand this by noting that the compressed turbulence leads to lower average return probabilities and slightly lower energy gains than those obtained for isotropic turbulence (see Lemoine & Pelletier 2003).

The present results do not settle whether the spectral index reaches an asymptote at large shock Lorentz factors, but at the very least, as $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$ it appears to evolve very weakly close to a value $s \simeq 2.6 - 2.7$.

3.3 Acceleration timescale

The present simulations provide a direct measurement of the acceleration timescale $t_{\rm acc}(\epsilon)$ at energy ϵ, which is defined as the u→d→u cycle timescale in the upstream rest frame divided by the mean energy gain:

$$t_{\rm acc}(\epsilon) \approx \frac{t_{\rm u|u}(\epsilon) + \Gamma_{\rm sh} t_{\rm d|d}(\epsilon/\Gamma_{\rm sh})}{g_{\rm u\to d\to u}}, \qquad (14)$$

where $t_{\rm u|u}$ and $t_{\rm d|d}$ are the upstream and downstream return timescales measured in their respective rest frames.

The upstream return timescale $t_{\rm u|u} \sim 10 t_{\rm L,u}/\Gamma_{\rm sh}$ ($t_{\rm L,u}$ upstream Larmor time) up to a weak residual dependency on the rigidity, as shown in Fig. 7. A fit that is accurate to a few percent over the range of rigidities and for $\Gamma_{\rm sh} \gtrsim 5$, is: $t_{\rm u|u} \simeq 14 t_{\rm L,u}\rho^{0.19}/\Gamma_{\rm sh}^{0.85}$. These results agree with and confirm the expectations of Gallant & Achterberg (1999) and Achterberg *et al.* (2001) who argued that $t_{\rm u|u} \propto 1/\Gamma_{\rm sh}$ since the particles are promptly overtaken by the shock when they have been deflected by an angle of order $1/\Gamma_{\rm sh}$.

The downstream return timescale is plotted *vs* rigidity for various shock Lorentz factors in Fig. 8. This figure shows that the return timescale $t_{\rm d|d} \approx 3 - 4R_{\rm L}/c$ at low rigidities $\rho \ll 0.1$ and $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$. The uncertainty in the numerical prefactor contains a weak residual dependence on the shock Lorentz factor

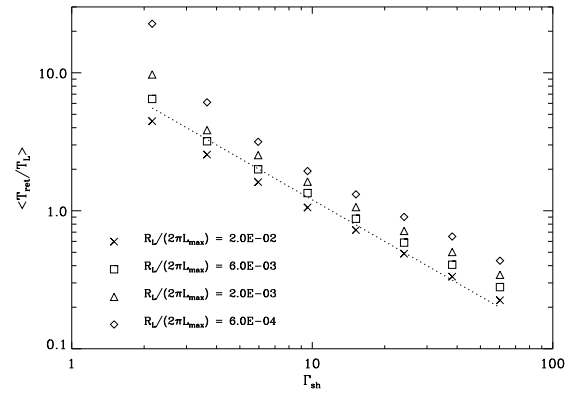


Figure 7. Upstream return timescale in units of Larmor time averaged over angular distribution *vs* shock Lorentz factor, for various rigidities as indicated. The dotted line $T_{\rm ret} = 12T_{\rm L}/\Gamma_{\rm sh}$ is shown as a guide the eye.

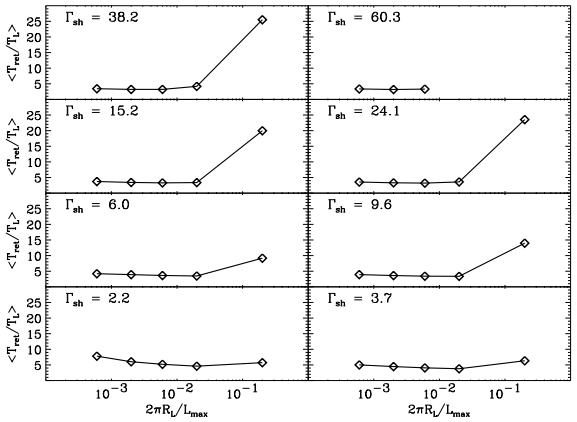


Figure 8. Downstream return timescale in units of Larmor time averaged over angular distribution *vs* rigidity for various shock Lorentz factors as indicated.

$t_{\rm d|d} \propto \Gamma_{\rm sh}^{-0.08}$ ($\Gamma_{\rm sh} \gg 1$). Note that for the moderately relativistic shock $\Gamma_{\rm sh} = 2.2$, the return timescale also contains a weak dependence on rigidity, $t_{\rm d|d} \propto \rho^{-0.13}$ approximately, which disappears at larger shock Lorentz factors. Here as well one can interpret the behavior of $t_{\rm d|d}$ as the result of reflections of particles on the compressed turbulence: the first scattering takes place on a Larmor timescale and flings the particles back to the shock with probability ≈ 0.3; if the particle does not return to the shock after this first scattering, the probability of doing so at subsequent scatterings becomes negligible for two reasons: the shock moves away at high velocity $\approx c/3$, and the enhancement of the tangential components of the magnetic field prohibits efficient transport along the shock normal.

At high rigidities, the downstream return timescale increases; the increase is all the more pronounced as the shock Lorentz factor is high. This is related to the difference between $\rho_\parallel$ and ρ; as $\Gamma_{\rm sh}$ increases, at a fixed value $\rho \sim 0.1$, the effective $\rho_\parallel$ becomes larger than $0.1 - 1$ and the particles leave the range where resonant scattering with turbulence modes along the shock normal is possible. The scattering time thus increases, see Section 4.1, and so does the return timescale.

Finally, the downstream return timescale can be written as $t_{\rm d|d}(\epsilon/\Gamma_{\rm sh}) \simeq 4R_{\rm L,d}(\epsilon/\Gamma_{\rm sh})/c \simeq \sqrt{3}R_{\rm L,u}(\epsilon)/\Gamma_{\rm sh}^2$, since the magnetic field strength is amplified by $\sqrt{2/3}R$. Hence the downstream return timescale measured in the upstream rest frame is slightly smaller than the upstream return timescale, and the total acceleration time: $t_{\rm acc} \approx 10R_{\rm L|u}/\Gamma_{\rm sh}$. Interestingly, the acceleration timescale becomes a fraction of a Larmor time at large shock Lorentz factor, which may allow acceleration to an energy limited by confinement arguments, in particular $R_{\rm L} \lesssim L_{\rm max}$, rather than by energy losses.

4 DISCUSSION

4.1 Relaxation length and transport in anisotropic turbulence

The present study has hitherto assumed that the downstream turbulence is successfully described by the direct compression of the upstream turbulence through the shock jump conditions. However one must expect this anisotropic compressed turbulence downstream to relax on a timescale $\tau_{\rm rel}$ (defined in the downstream rest frame), hence on a length scale $l_{\rm rel} = \beta_{\rm sh|d} c\tau_{\rm rel}$ downstream. Particles will then experience this compressed turbulence during their journey downstream provided the average distance traveled from the shock front $l_{\rm tr} \sim t_{\rm d|d}/2 \lesssim l_{\rm rel}$, or

$$t_{\rm d|d} \lesssim 2\beta_{\rm sh|d}\tau_{\rm rel}. \qquad (15)$$

Otherwise the particles reach the point where the turbulence anisotropy has relaxed and the previous considerations do not hold; however, as we now argue, the above inequality is generally satisfied in relativistic shocks for which the magnetic field is dynamically unimportant.

As discussed in Section 4.3, the return timescale $t_{\rm d|d} \approx 3 - 4R_{\rm L}/c$ for $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$ and $2\pi R_{\rm L}/L_{\rm max} \ll 1$. There is a residual powerlaw dependence on both rigidity and shock Lorentz factor but whose power indices are < 0.1, see Section 3.3, which we can neglect for now. A simple but somewhat naïve estimate for the (scale dependent) relaxation timescale is $\tau_{\rm rel} \sim (kv_{\rm A})^{-1}$, where $k = 2\pi/l$ is the eddy wavenumber (related to the eddy size l), and $v_{\rm A}$ is the Alfvén velocity. Since particles of Larmor radius $R_{\rm L}$ diffuse through resonant interactions with turbulent modes of wavenumber $k \approx 1/R_{\rm L}$, the effective relaxation timescale to be considered is $\tau_{\rm rel} \sim R_{\rm L}/v_{\rm A}$. The inequality Eq. 15 is thus satisfied when $v_{\rm A}/c \lesssim 0.2$ (for $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$), which agrees with the hypothesis made in Section 2 that the magnetic field is dynamically unimportant. Interestingly, one may show that the bound on $v_{\rm A}$ is more stringent for non-relativistic shocks, since the return timescale (for isotropic scattering at least) scales as $t_{\rm d|d} \propto t_{\rm scatt}/\beta_{\rm sh|d}$ in that case.

The estimate for $\tau_{\rm rel}$ is likely to be conservative since the eddy turn over rate, which gives a refined estimate of the relaxation time on a scale k, reads: $\tau_{\rm t-o} \approx (kv_k)^{-1}$, where v_k is now the turbulent velocity on the scale k, which decreases with increasing k; for a Kolmogorov spectrum, $v_k \propto k^{-5/3}$. With this new estimate $\tau_{\rm rel} \sim (kv_{\rm A})^{-1}(kL_{\rm max}/2\pi)^{5/3}$, the previous condition on $t_{\rm ret}$ reads: $\rho \lesssim 0.02(\beta_{\rm sh|d}/v_{\rm A})^3$. Since $R_{\rm L} \sim L_{\rm max}/2\pi$ marks the maximal energy reached in all likelihood, due to loss of confinement for $\rho > 1$, inequality Eq. 15 is valid at all rigidities if $v_{\rm A} \lesssim 0.1c$. Particles that are accelerated at the shock wave thus

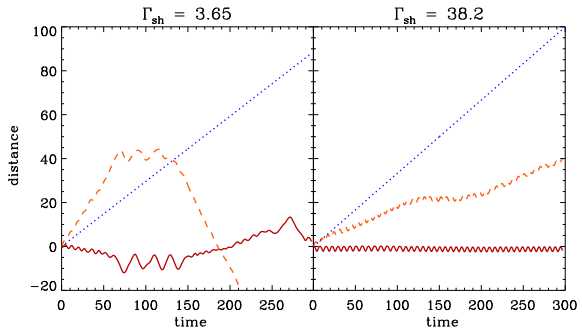


Figure 9. Typical trajectory for a particle propagating downstream in shock compressed turbulence with shock Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh} = 3.7$ (left) and $\Gamma_{\rm sh} = 38$ (right). The dotted line indicates the trajectory of the shock front; the solid line shows the displacement along the shock normal while the dashed line gives the displacement in the plane parallel to the shock front.

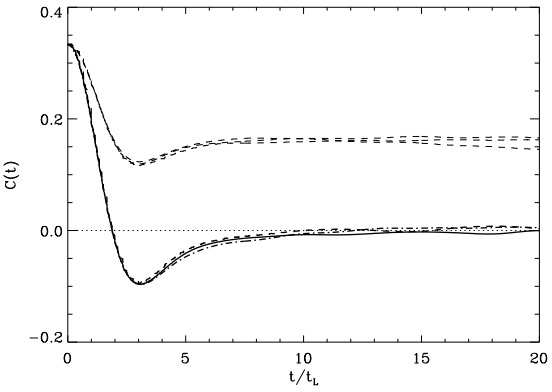


Figure 10. Velocity correlation function $C(\tau)$ *vs.* time (in units of Larmor time $t_{\rm L}$) for various values of rigidity ρ and shock Lorentz factor $\Gamma_{\rm sh}$. The lower thick curves correspond to the velocity oriented along the shock normal; in thick solid line, $\rho = 3 \cdot 10^{-6}$ and $\Gamma_{\rm sh} = 3.65$; in thick dashed line, $\rho = 3 \cdot 10^{-6}$ and $\Gamma_{\rm sh} = 38.2$; in thick dashed-dotted line, $\rho = 10^{-3}$ and $\Gamma_{\rm sh} = 3.65$. The upper dotted lines show the correlation function for the velocity components perpendicular to the shock normal; at $\tau \geqslant 15$, the upper two are $\rho = 3 \cdot 10^{-6}$ and $\Gamma_{\rm sh} = 3.65, 38.2$, the lower curve is for $\rho = 10^{-3}$ and $\Gamma_{\rm sh} = 3.65$.

do not travel far enough downstream to see anything else than the turbulence in its compressed state.

The transport of particles in strongly compressed turbulence is peculiar, as illustrated by Fig. 9. It presents examples of particle trajectories downstream for two different values of the shock Lorentz factor but for the same upstream magnetic configuration; in both cases the particle never returns to the shock. The comparison of the typical displacement along and perpendicular to the shock normal indicates that the particles appear confined in a layer of turbulence that lies tangential to the shock plane, and for periods of time extending well beyond a Larmor timescale. Note that for $\Gamma_{\rm sh} = 38$ (right panel), the particle appears to gyrate along a magnetic field line located in a plane parallel to the shock front. In this particular case, the magnetic field configuration is locally transverse. If the trajectory is followed for a sufficiently long period of time, it will depart from a simple Larmor gyration law. Moreover the effective pulsation is not constant along the trajectory shown in Fig. 9, but varies slightly in a random way. It is also apparent in these figures that the characteristic pitch angle scattering timescale along the shock normal is of order of a Larmor time, while that measured in the perpendicular direction is much larger. This demonstrates qualitatively how particles return to the shock in a few Larmor times by reflecting on the compressed turbulent modes.

In order to better characterize the transport of particles in compressed turbulence, one may seek the diffusion coefficients in the various directions. For our purposes, it is more relevant to study the time correlation function of the particle velocities, $C_{ij}(\tau)$:

$$C_{ij}(\tau) = \langle v_i(\tau) v_j(0) \rangle, \qquad (16)$$

where the average is to be taken on a large number of trajectories, and $v_i(\tau)$ is the velocity of the particle in the direction i at time τ. The integration of $C_{ij}(\tau)$ over τ leads to the diffusion coefficient D_{ij} (Candia & Roulet 2004). In the present case, the correlation function is however more relevant since particles never actually diffuse downstream before returning to the relativistically moving shock. The correlation functions along the shock normal, $C_\parallel = C_{zz}$ and perpendicular to the shock normal, $C_\perp = (C_{xx} + C_{yy})/2$ are shown for various values of $\Gamma_{\rm sh}$ and ρ in Fig 10. This figure demonstrates that the early time behavior of the parallel correlation function is, to a high degree of accuracy, independent of both $\Gamma_{\rm sh}$ and ρ, provided $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$ and $\rho \ll 1$. The time behavior of $C_\parallel$ can be grossly approximated by $C_\parallel(\tau) \sim \cos(2\pi\tau/t_{\rm L}) \exp(-\tau/\tau_\parallel)$, and $\tau_\parallel$ gives the scattering time along the shock normal. This fit is not reproduced on Fig. 10 for the sake of clarity, and because it diverges from the measured curves for $\tau/t_{\rm L} \gtrsim 10$. However, one can see by eye that the estimated $\tau_\parallel \approx 3 t_{\rm L}$.

On the contrary the velocities perpendicular to the shock normal do not decorrelate on timescales as short as $\tau_\parallel$; the fall-off of $C_\perp(\tau)$ toward zero is observed (but not shown on Fig. 10) on much longer timescales than $10 - 20 t_{\rm L}$, and the decorrelation time $\tau_\perp$ is found to depend on ρ. This is expected insofar as the scattering time in isotropic Kolmogorov turbulence $\tau_\perp/t_{\rm L} \propto \rho^{-2/3}$ (Casse *et al.* 2002). Indeed, in Fig. 10, the lower dashed curve corresponds to the high rigidity value, and it is seen to fall off more rapidly than the other two (that correspond to a same rigidity) at $\tau/t_{\rm L} \geqslant 15$. One may also note the slight decorrelation in perpendicular velocities induced at early times by the decorrelation of velocities along the shock normal.

This figure thus nicely explains the transport properties that were indirectly observed in the previous discussion, namely that the scattering time along the shock normal, which is the relevant quantity for shock acceleration, is of order of three Larmor times, and independent of rigidity and shock Lorentz factor to a good approximation.

4.2 Comparison to previous results

To our knowledge, there is no existing study of Fermi acceleration in ultra-relativistic shock waves which includes the effect of compression of the upstream magnetic field. One may nevertheless find interesting points of comparison in various limits with studies by Ballard & Heavens (1992), Ostrowski (1993), Bednarz & Ostrowski (1998), Kirk *et al.* (2000) and Niemiec & Ostrowski (2004).

Ballard & Heavens (1992) were the first to attempt modeling of Fermi acceleration in non-relativistic to moderately relativistic ($\Gamma_{\rm sh} \lesssim 5$) shocks with shock compressed turbulence by the means

of Monte Carlo methods. They found a pronounced steepening of the spectra index with increasing shock speed and derived the approximate formula $s \simeq 0.75\Gamma_{\rm sh} + 1.25$. Although our study confirms the increase of s with increasing values of $\Gamma_{\rm sh}$, the precise value of s differs significantly from those of Ballard & Heavens (1992), all the more so at large shock velocities. One may probably attribute this discrepancy to the modest dynamical range $(64-100)$ that was available at the time of the simulations of Ballard & Heavens (1992). If the dynamic range is not large enough, the particle rigidity always lie close to the upper range of resonance and this results in steeper spectra due to increased escape probability. The subsequent study by Ostrowski (1993) obtained much harder spectra than Ballard & Heavens (1992) where suitable comparison can be made. In particular, for large turbulence amplitude $\delta B/B = 3$, and shock Lorentz factors $\Gamma_{\rm sh} = (2.3, 5.0)$, Ostrowski (1993) obtained $s = (2.0-2.2, 2.2-2.3)$, where the range of values bracket different values of the mean field inclination with respect to the shock normal. Our results for s indicate slightly larger values for s, but the agreement is generally better than with Ballard & Heavens (1992).

Kirk *et al.* (2000) have studied relativistic Fermi acceleration using semi-analytical eigenfunction methods; their results confirm the canonical value $s = 2.23$ in the case of isotropic scattering. They have attempted to address the effect of anisotropic scattering downstream using an analytical description of compressed turbulence and an analytical estimate of the diffusion coefficient. They concluded that anisotropy does not affect significantly s, a result which is clearly at odds with the present study. The source of the discrepancy lies probably in the modeling of downstream diffusion by Kirk *et al.* (2000): as should be obvious from Figs. 10, particles propagating in strongly compressed turbulence downstream do not actually diffuse downstream but rather turn back by reflecting on a compressed magnetic layer.

The most detailed study to date is that of Niemiec & Ostrowski (2004), who have studied Fermi acceleration in moderately relativistic shocks ($\Gamma_{\rm sh} \lesssim 5$) by Monte Carlo integration of the particle trajectory in a magnetic field with a large dynamic range. Among the results obtained, the authors quote a generic non-power law behavior of the accelerated spectrum: the spectra generally appear harder close to the cut-off ($\rho \sim 1$) than well below the cut-off. Niemiec & Ostrowski (2004) conclude that this effect is probably related to the finite dynamic range: close to the cut-off, the propagation regime in compressed turbulence differs from that in the inertial range of resonance, and one indeed finds a different return probability or mean energy gain, both of which control the value of s. Our Fig. 5 reveals a smooth powerlaw behavior at energies well beyond the injection point; this is expected on the grounds that the conditional return probability histograms used to model Fermi acceleration is itself rigidity independent. We have demonstrated in the previous Sections that, deep in the inertial range $\rho \ll 0.1$, this is a good approximation; however, we have also observed that as ρ tends to larger values, the return probability reveals a slight dependence on ρ, and this would make s evolve with ρ, albeit for $\rho \gtrsim 10^{-2} - 10^{-1}$, had we included this dependence in our calculations.

Our results disagree markedly from those of Niemiec & Ostrowski (2004) with regards to the rigidity dependence of the return probability in the inertial range. These authors claim to observe a pronounced non-monotonic rigidity dependence, which is definitely absent from our simulations down to the percent level. We note that the noise level in the results of Niemiec & Ostrowski (2004) is not indicated in the figures, and might account for part of this apparent variability. On theoretical grounds, there is neither expectation nor justification for a rigidity dependence of $\langle P_{\rm ret}\rangle$ on ρ, as long as resonant interactions with the turbulence can occur and the shock lifetime is infinite. There is no clear explanation or interpretation of this observed rigidity dependence of the return probability in Niemiec & Ostrowski (2004). Furthermore their measured value of $\langle P_{\rm ret}\rangle$ does not agree with ours: for $\Gamma_{\rm sh} \simeq 5$ and $\delta B/B = 3$, they find $\langle P_{\rm ret}\rangle \simeq 0.20$, significantly lower than ours. This results in a steeper spectrum with $s \simeq 2.9 \pm 0.1$, to be compared with our value $s \simeq 2.6$; one should note that Niemiec & Ostrowski (2004) warrant caution with respect to their analysis of $\Gamma_{\rm sh} = 5$, as it lies close to the limits of their simulation capabilities.

We also note that the results of Niemiec & Ostrowski (2004) differ signicantly from those of Ostrowski (1993), although the method used is similar. For $\beta_{\rm sh} = 0.5$, $\delta B/B = 3$ and mean field inclination $\Psi = 45^o$, Niemiec & Ostrowski (2004) find $s = 2.7$ while Ostrowski (1993) obtains $s = 2.0 \pm 0.1$ for the same values (but $\Psi = 50^o$). This difference persists at larger inclinations, $s = 2.8$ in the former *vs* $s = 2. \pm 0.1$ in the latter for $\Psi = 75^o$, other values unchanged; it also persists at larger shock velocities, in particular for $\beta_{\rm sh} = 0.9$ ($\Gamma_{\rm sh} = 2.3$) and $\Psi = 45 - 50^o$, $s = 2.5$ in the former *vs* $s = 2. \pm 0.1$ in the latter. Here as well the source of the discrepancy remains unknown. Overall, and where comparison can be made, our results lie halfway between those of Ostrowski (1993) and those of Niemiec & Ostrowski (2004).

As stressed at the end of Section 2, the present method offers a significant gain in signal when compared to direct Monte Carlo methods but it cannot take into account the possible correlations between upstream and downstream trajectories due to the correlations between upstream and downstream magnetic fields at the point of shock-crossing. This remark, when taken together with the above comparison to previous work, shows the need for more exhaustive studies of relativistic Fermi acceleration with shock compressed turbulence, including mean magnetic fields of various strength and obliquity, and using both the present method and direct Monte Carlo methods.

4.3 Applications to astrophysical shock waves

Gamma−ray bursts, with their shock Lorentz factor in excess of 100 are ideal candidates to test theories on particle acceleration in ultra-relativistic flows. In the standard fireball model (see Meszaros 2002, Piran 2004 for reviews), the prompt $\gamma-$emission is interpreted as the product of synchrotron emission of electrons accelerated in the internal shocks with Lorentz factors $\Gamma_{\rm sh} \sim 2-5$ in the comoving wind frame. The afterglow emission is interpreted as the synchrotron light of electrons accelerated in the ultra-relativistic shock wave with $\Gamma_{\rm sh} \sim 300$, that itself results from the interaction of the $\gamma-$ray ejecta with its environment.

The spectral indices of the shock accelerated electrons derived in both cases are $s \simeq 2.3$. This has been interpreted as a dramatic confirmation of our understanding of relativistic Fermi acceleration since it agrees with the canonical value $s = 2.2$ obtained for isotropic downstream scattering. However, as should be clear by now, this "agreement" rather reflects our poor understanding of the acceleration process: the inclusion of shock compressed turbulence, which should be seen as a refinement of the theory, leads to steeper spectra, see Section 4, with $s \simeq 2.4 - 2.6$ for $\Gamma_{\rm sh} = 2-5$, and $s \simeq 2.6 - 2.7$ for $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$.

The difference is not as significant in the case of internal shocks than for afterglow observations. As a matter of fact, isotropic scattering downstream predicts a value $s \simeq 2.1 - 2.2$

for $\Gamma_{\rm sh} = 2 - 5$ (Lemoine & Pelletier 2003), hence it could not account reasonably well for the dispersion observed in the spectral slopes of $\gamma-$ray prompt emission. However it is possible that the inclusion of a mean magnetic field component with varying inclinations and, possibly varying turbulence level, could reproduce this dispersion. Moreover it is not yet established whether the γ radiation results from synchrotron emission of shock accelerated electrons; other radiating processes (e.g. Piran 2004 and references therein) or magnetic reconnection events in the flow (e.g. Lyutikov & Blandford 2003) are likely possibilities.

Concerning the discrepancy of the present spectral index with that inferred from afterglow observations, one must note that the present study is limited to the case of pure Kolmogorov turbulence upstream, which idealizes the limit $\delta B/B \gg 1$. However, judging by the comparison with Niemiec & Ostrowski (2004), one does not expect the inclusion of a coherent component to help resolve this discrepancy, as these authors have observed a steepening of the accelerated spectrum with decreasing turbulence level $\delta B/B$. In the ultra-relativistic regime, this trend should be exacerbated, since as $\delta B/B$ decreases, one approaches the perpendicular shock acceleration limit where Fermi acceleration becomes inefficient (Begelman & Kirk 1990). Our simulations should thus provide a conservative lower bound to s for the case that includes a mean magnetic field.

The discrepancy might be attributed to the nature of the turbulence, in particular to the assumption of Kolmogorov turbulence. Again, the work of Niemiec & Ostrowski (2004) suggests that the turbulence spectral index has an effect on s, although there is not enough simulation data to pinpoint what the exact correlation is. These remarks indicate the need for more exhaustive studies that investigate various turbulence spectra. Interestingly, this suggests that prompt and afterglow observations of $\gamma-$ray bursts might be giving us information on the properties of the turbulence behind the shock front; the upstream turbulence does not play any rôle in the ultra-relativistic limit as a result of the limited amount of time that a particle spends upstream before being overtaken by the shock front.

The interpretation of $\gamma-$ray bursts afterglows as synchrotron emission by shock accelerated electrons requires that the magnetic field intensity at the shock front be significantly higher than the average interstellar value (e.g. Piran 2004 and references therein). The nature of downstream turbulence would then be directly related to the amplification process, which might manifests itself indirectly in the spectral slope. The proposal of magnetic field amplification by the two-stream Weibel instability (Medvedev & Loeb 1999) has recently triggered a lot of interest. This instability seems able of explaining the high value of B required, although debate on the subject is not closed, see Wiersma & Achterberg (2004). In any case, the Weibel instability amplifies the magnetic field in the transverse plane to the shock normal and on very small spatial scales (Medvedev & Loeb 1999) . If the magnetic field on scales larger than or equal to the Larmor radius of a typical accelerated particle is thus not amplified by the instability, one should expect acceleration to proceed as presented here, and the discrepancy should remain. These considerations may suggest that the amplified magnetic field structure differs from that proposed by Medvedev & Loeb (1999) or that the amplification mechanism itself is different. In this regard, we note that recent numerical studies on the Weibel instability suggests that powerlaw acceleration may occur independently of the Fermi mechanism due to the presence of electromagnetic currents downstream (Hededal *et al.* 2004). It should also be noted that stochastic acceleration in the downstream turbulence, which has not been accounted for in the present study, could play a significant rôle in reshaping the accelerated spectra, as suggested by Virtanen & Vainio (2005).

On a different line of thought, one should point out that the value of the spectral index derived here turns out to be in very good agreement with that required to fit the ultra-high energy part of the cosmic ray spectrum at energies $E \gtrsim 10^{18}$ eV, namely $s \simeq 2.6 - 2.7$, when one assumes that the sources are distributed at cosmological distances and do not evolve too strongly with redshift relatively to the cosmic star formation rate (Berezinsky *et al.* 2002, Berezinsky *et al.* 2005, Lemoine 2005).

5 SUMMARY

We have conducted a study of Fermi acceleration at relativistic and ultra-relativistic shock waves, considering the effect of the shock compression on the downstream magnetic turbulence. The numerical simulations are based on Monte Carlo methods of particle propagation in realistic magnetic fields described by sums of plane wave modes. The numerical technique differs from the standard Monte Carlo modeling of Fermi acceleration in that it measures the relevant statistical laws of particle transport on either side of the shock, and uses these probability laws together with the Lorentz transform from one frame to the other to reconstruct the acceleration process.

The turbulence was assumed to be described by pure Kolmogorov turbulence upstream, a situation which idealizes the limit $\delta B/B \gg 1$. The main effect of the compression with respect to the case of isotropic scattering is to steepen the accelerated spectrum to a slope $s \simeq 2.6-2.7$ in the limit $\Gamma_{\rm sh} \gg 1$, as a result of a decreased return probability. This latter effect is induced by the compression, which amplifies the magnetic field in the transverse direction to the shock normal: particles that enter downstream are trapped on a Larmor timescale in a compressed turbulence layer and cannot recross the shock unless they turn back within a few Larmor times. Consequently, the acceleration timescale is dominated by the usptream residence time, and can be as short as $t_{\rm acc} \simeq 10 t_{\rm L}/\Gamma_{\rm sh}$ (upstream frame). We have also argued that the accelerated particles do not travel far enough downstream before returning to the shock to experience a turbulence that has relaxed to near isotropicity.

The derived slope does not agree with that inferred from observations of $\gamma-$ray bursts afterglows, which indicate $s \simeq 2.3$. This inferred value is generally accepted as a success of Fermi acceleration in the relativistic regime whose predicted canonical value is $s \simeq 2.2 - 2.3$. However, this result only holds for isotropic scattering downstream, whereas the inclusion of realistic shock jump conditions, as done here, makes downstream turbulence strongly anisotropic and the spectra markedly steeper. The resolution of this discrepancy may be tied to the necessary but unknown amplification mechanism of the upstream magnetic field.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank A. Marcowith and G. Pelletier for useful discussions and insight on the relaxation length of compressed turbulence.

REFERENCES

Achterberg A., Gallant Y. A., Kirk J. G., Guthmann A. W., 2001, MNRAS, 328, 393

Ballard K. R., Heavens A. F., 1992, MNRAS, 259, 89

Baring M., 2004, arXiv:astro-ph/0409303.
Bednarz J., Ostrowski M., 1996, MNRAS 283, 447.
Bednarz J., Ostrowski M., 1998, PRL, 80, 3911.
Bednarz J., Ostrowski M., 1999, MNRAS 310, L11.
Bednarz J., 2004, PASJ, 56, 923.
Begelman M. C., Kirk J. G., 1990, ApJ, 353, 66.
Bell A. R., 1978, MNRAS, 182, 147.
Berezinsky V., Gazizov A. Z., Grigorieva S. I., 2002, arXiv:hep-ph/0204357.
Berezinsky V., Gazizov A. Z., Grigorieva S. I., 2005, Phys. Lett. B, 612, 147.
Blandford R., McKee C., 1977, Phys. Fluids, 19, 1130.
Blasi P., Vietri M., 2005, arXiv:astro-ph/0503220.
Candia J., Roulet E., 2004, JCAP, 0410, 007.
Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2001, Phys. Rev. D, 65, 023002.
Ellison D. C., Reynolds S. P., Jones F. P., 1990, ApJ, 360, 702.
Ellison D., Double G. 2002, Astropart. Phys., 18, 213.
Ellison D., Double G., 2004, Astropart. Phys., 22, 323.
Gallant Y. A., Achterberg A., 1999, MNRAS, 305, L6.
Gallant, Y. A. 2002, in Relativistic Flows in Astrophysics, eds. A. W. Guthmann *et al.*, Lecture Notes in Physics (Berlin: Springer-Verlag), `arXiv:astro-ph/0201243`.
Gialis, D. & Pelletier, G., Astropart. Phys. in press, `arXiv:astro-ph/0302231`.
Hededal C. B., Haugboelle T., Trier Frederiksen J., Nordlund Å, 2004, ApJ, 617, L107.
Keshet U., Waxman E., 2005, PRL 94, 11102.
Kirk J. G., Schneider P., 1987, ApJ, 315, 425
Kirk J., Duffy P., 1999, J. Phys. G, 25, R163.
Kirk J., Guthmann A., Gallant Y., Achterberg A., 2000, ApJ, 542, 235.
Lemoine M., 2005, PRD, 71, 083007.
Lemoine M., Pelletier G., 2003, ApJ, 589, L73.
Lyutikov M., Blandford R. D., 2003, arXiv:astro-ph/0312347.
Medvedev M. V., Loeb A., 1999, ApJ, 526, 697.
Meli A., Quenby J. J., 2003, Astropart. Phys., 19, 637.
Meli A., Quenby J. J., 2003, Astropart. Phys., 19, 649.
Meszaros P., 2002, ARAA, 40, 137.
Niemiec J., Ostrowski M., 2004, ApJ, 610, 851.
Ostrowski M., 1991, MNRAS, 249, 551.
Ostrowski M., 1993, MNRAS, 264, 248.
Piran T., 2004, Rev. Mod. Phys., 76, 1143.
Peacock J., 1981, MNRAS, 196, 135.
Vietri M., 2002, ApJ, 591, 954.
Vietri M., 2003, arXiv:astro-ph/0304413.
Virtanen J. J. P., Vainio R., 2005, ApJ, 621, 313.
Waxman E., 1997, ApJ, 485, L5.
Wiersma J., Achterberg A., 2004, AA, 428, 365.

2.2 Efficacité de l'accélération de Fermi

Dans les chocs ultra-relativistes considérés, nous constatons que le rayon de Larmor r_L des particules injectées est bien plus petit que la longueur de cohérence $\ell_{\rm coh}$ du champ magnétique dans le milieu au repos (milieu upstream u) ; nous avons intégré les équations du mouvement à l'ordre 1 en $r_L/\ell_{\rm coh}$. Le résultat important découlant de cette constatation est que la particule ne peut pas exécuter plus d'un cyle et demi u$\rightarrow$d$\rightarrow$u (d est le milieu choqué, downstream, u est le milieu non choqué, upstream) à travers le choc avant de s'échapper dans le milieu choqué. Le mécanisme de Fermi est donc inopérant. Ce travail constitue la première preuve analytique de l'inefficacité de l'accélération de Fermi sous ces hypothèses et qu'il est nécessaire d'ajouter un mécanisme d'amplification magnétique aux petites échelles (ce mécanisme est attendu par les physiciens des plasmas).

Draft version February 5, 2008
Preprint typeset using LaTeX style emulateapj v. 3/16/03

arXiv:astro-ph/0606005v1 31 May 2006

ON THE EFFICIENCY OF FERMI ACCELERATION AT RELATIVISTIC SHOCKS

Martin Lemoine[1], Guy Pelletier[2], and Benoît Revenu[3]

Draft version February 5, 2008

ABSTRACT

It is shown that Fermi acceleration at an ultra-relativistic shock wave cannot operate on a particle for more than 1 1/2 Fermi cycle (i.e., u → d → u → d) if the particle Larmor radius is much smaller than the coherence length of the magnetic field on both sides of the shock, as is usually assumed. This conclusion is shown to be in excellent agreement with recent numerical simulations. We thus argue that efficient Fermi acceleration at ultra-relativistic shock waves requires significant non-linear processing of the far upstream magnetic field with strong amplification of the small scale magnetic power. The streaming or transverse Weibel instabilities are likely to play a key rôle in this respect.

Subject headings: shock waves – acceleration of particles – cosmic rays

1. INTRODUCTION

Fermi acceleration of charged particles bouncing back and forth a collisionless shock wave is at the heart of a variety of phenomena in high energy astrophysics. According to standard lore, this includes the acceleration of electrons at gamma-ray bursts internal/external relativistic shock waves, whose synchrotron light is interpreted as the prompt/afterglow radiation.

However the inner workings of Fermi acceleration at relativistic shock waves remain the subject of intense study and debate, even in the test particle limit. It has been argued that a universal energy spectral index $s \simeq 2.2 - 2.3$ should be expected (e.g., Bednarz & Ostrowski 1998, Achterberg *et al.* 2001, Lemoine & Pelletier 2003, Ellison & Double 2004, Keshet & Waxman 2005), which would agree nicely with the index that is inferred from gamma-ray bursts observations. Yet recent numerical simulations that include more realistic shock crossing conditions have indicated otherwise (e.g., Lemoine & Revenu 2006, Niemiec & Ostrowski 2006), so that the situation is presently rather confuse. Unfortunately, numerical Monte-Carlo simulations of Fermi acceleration, although they remain a powerful tool, do not shed light on the physical mechanisms at work.

In the present *Letter*, we offer a new analytical discussion of Fermi acceleration in the ultra-relativistic regime. We rely on the observation that, under standard assumptions, the Larmor radius $r_{\rm L}$ of freshly injected particles is much smaller than the coherence length $l_{\rm coh}$ of the upstream magnetic field, and we integrate the equations of motion to first order in the quantity $r_{\rm L}/l_{\rm coh}$ (Section 2). We thus find that a particle cannot execute more than 1 1/2 u → d → u cycles through the shock before escaping downstream, hence Fermi acceleration is mostly inoperative. This result is related to the very short return timescale in the ultra-relativistic regime: over its trajectory, the particle experiences a nearly coherent and mostly transverse magnetic field, hence the process is akin to superluminal acceleration in regular magnetic fields discussed by Begelman & Kirk (1990). We also show that our analytical predictions agree very well with numerical simulations. Finally, we argue that the (expected) non-linear processing of the magnetic field at ultra-relativistic shock waves and, in particular, the strong amplification of small-scale power, may be the agent of efficient Fermi acceleration (Section 3); we suggest new avenues of research in this direction.

[1] Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France; email: lemoine@iap.fr
[2] Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble LAOG, CNRS, Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble, France; email: guy.pelletier@obs.ujf-grenoble.fr
[3] APC – Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, F-75231 Paris Cedex 05, France, & SUBATECH, BP20722, F-44307 Nantes Cedex 03, France; email: benoit.revenu@in2p3.fr

2. ANALYTICAL TRAJECTORIES

2.1. *Field line curvature*

The upstream magnetic field consists of a regular component B_0 and a turbulent component δB: $\vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}$, with $\langle B^2\rangle = B_0^2 + \langle \delta B^2\rangle$. The turbulence is defined in the wavenumber range $k_{\rm min} < k < k_{\rm max}$ by its power spectrum $S(k) \propto k^{-\alpha}$, which is normalized according to: $\int {\rm d}^3k\, S(k) = \langle \delta B^2\rangle$. Downstream and upstream magnetic fields are related to each other by the MHD shock jump conditions (see e.g., Kirk & Duffy 1999). In the case of $\gamma-$ray bursts external shocks, the inferred fraction of energy density stored in magnetic turbulence is of the order of a percent (Gruzinov & Waxman 1999) so that the magnetic field can be considered as passive. In this limit, one finds: $B_{\parallel|{\rm d}} = B_{\parallel|{\rm u}}$, $\vec{B}_{\perp|{\rm d}} = R_{\rm sh}\vec{B}_{\perp|{\rm u}}$; $B_\parallel \equiv \vec{B}\cdot\vec{z}$ is the component of the magnetic along the shock normal $\vec{z}$, $\vec{B}_\perp$ is the projection of $\vec{B}$ on the shock front plane $(\vec{x},\vec{y})$, and subscripts $_{|{\rm d}}$ (resp. $_{|{\rm u}}$) indicate that the quantity is measured in the downstream (resp. upstream) plasma rest frame. The quantity $R_{\rm sh} \equiv \Gamma_{{\rm sh}|{\rm u}}\beta_{{\rm sh}|{\rm u}}/(\Gamma_{{\rm sh}|{\rm d}}\beta_{{\rm sh}|{\rm d}})$ is the proper shock compression ratio, expressed in terms of $\beta_{{\rm sh}|{\rm u}}$ (resp. $\beta_{{\rm sh}|{\rm d}}$) the shock velocity measured in the upstream (resp. downstream) rest frame and the corresponding Lorentz factor $\Gamma_{{\rm sh}|{\rm u}}$ (resp. $\Gamma_{{\rm sh}|{\rm d}}$). In the ultra-relativistic limit ($\Gamma_{{\rm sh}|{\rm u}} \gg 1$): $R_{\rm sh} \simeq \Gamma_{{\rm sh}|{\rm u}}\sqrt{8} \gg 1$.

Hence, to an error $\sim \mathcal{O}(1/\Gamma_{{\rm sh}|{\rm u}})$ on the direction of $\vec{B}$, it is a good approximation to consider that the magnetic field lies in the transverse $(\vec{x},\vec{y})$ plane downstream of the shock. The magnetic field at a given point $\vec{r}_0$ on the shock surface can be written in both downstream and

upstream reference frames as follows:

$$\vec{B}_{|\mathrm{d}}(\vec{r}_0) \simeq B_{\perp|\mathrm{d}}\cos(\phi_B)\vec{x} + B_{\perp|\mathrm{d}}\sin(\phi_B)\vec{y}\ ,$$
$$\vec{B}_{|\mathrm{u}}(\vec{r}_0) = B_{\perp|\mathrm{u}}\cos(\phi_B)\vec{x} + B_{\perp|\mathrm{u}}\sin(\phi_B)\vec{y} + B_{\parallel|\mathrm{u}}\vec{z} \quad (1)$$

The phase ϕ_B is invariant under the Lorentz transformation from downstream to upstream; this observation plays a key rôle in the discussion that follows.

We assume for the time being that the Larmor radius r_{L} of the test particle is much smaller than the coherence length of the magnetic field l_{coh}; if $\alpha > 3$, $l_{\mathrm{coh}} \sim 1/k_{\mathrm{min}}$ as the magnetic power is distributed on the largest spatial scales. Then, since the typical u $\rightarrow$ d $\rightarrow$ u cycle time through the shock is of order $\mathcal{O}\left(r_{\mathrm{L}}/\Gamma_{\mathrm{sh|u}}\right) \ll l_{\mathrm{coh}}$ (Achterberg et al. 2001, Lemoine & Pelletier 2003, Lemoine & Revenu 2006), *in a first approximation one can neglect the magnetic field line curvature over the trajectory of the particle.*

This approximation may be justified as follows. Consider a particle moving over a length scale $l \sim r_{\mathrm{L}}/\Gamma_{\mathrm{sh|u}} \ll l_{\mathrm{coh}}$. The radius of curvature $\mathcal{R}_{>l}$ of the magnetic field on scales larger than l can be calculated as:

$$\mathcal{R}_{>l}^{-1} \equiv \left\langle \left| \frac{(\vec{B}\cdot\vec{\nabla})\vec{B}}{B^2} \right|^2 \right\rangle_{>l}^{1/2} . \quad (2)$$

Assuming that $\alpha > 3$ (or $l_{\mathrm{coh}} \sim 1/k_{\mathrm{min}}$) and decomposing $\delta\vec{B}$ in a Fourier series, one finds that indeed, $l/\mathcal{R}_{>l} \sim (\delta B/B)^{-1}\left(l/l_{\mathrm{coh}}\right)^{(\alpha-3)/2} \ll 1$. Hence the large scale component is approximately uniform over a length scale l. It is safe to neglect the magnetic power on scales smaller than l since $\delta B^2_{<l} \sim \delta B^2 (l/l_{\mathrm{coh}})^{\alpha-3} \ll \delta B^2$, the latter being comparable to the large scale component. If $\alpha < 3$, similar conclusions apply, since the assumption $r_{\mathrm{L}} \ll l_{\mathrm{coh}}$ translates into $r_{\mathrm{L}} \ll k_{\mathrm{max}}^{-1}$, which means that the particle only experiences a smooth large scale magnetic field.

Now, if the magnetic field is approximately regular over the path of the particle in a u $\rightarrow$ d $\rightarrow$ u cycle, Fermi acceleration in the ultra-relativistic regime becomes similar to superluminal acceleration in a fully regular magnetic field, which is known to be inefficient (Begelman & Kirk 1990). In the following, we extend the discussion of these authors and compare the predictions to numerical simulations of particle propagation in realistic turbulence.

2.2. *Analytical trajectories*

Upstream. The equation of motion reads:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\beta}}{\mathrm{d}t} = \Omega_{\mathrm{L}}\,\frac{\vec{\beta}\times\vec{B}}{B}\ , \quad (3)$$

with $\vec{\beta}$ the velocity of the particle and $\Omega_{\mathrm{L}} = c/r_{\mathrm{L}}$ the Larmor frequency. Shock crossing from downstream toward upstream requires $\beta^{(\mathrm{u})}_{\parallel,\,\mathrm{i}} \geq \beta_{\mathrm{sh|u}}$ with $\beta^{(\mathrm{u})}_{\parallel,\,\mathrm{i}}$ the ingress component of the velocity along the shock normal. Hence $\beta^{(\mathrm{u})}_{\perp,\,\mathrm{i}} \sim \mathcal{O}(1/\Gamma_{\mathrm{sh|u}})$. By working to first order in $1/\Gamma_{\mathrm{sh|u}}$, Achterberg *et al.* (2001) were able to obtain analytically the particle trajectory and its direction at shock recrossing u $\rightarrow$ d. Assuming that $\phi_B = 0$ so that the transverse component of $\vec{B}$ lies along $\vec{x}$, one obtains the outgoing velocity vector as:

$$\beta^{(\mathrm{u})}_{x,\,\mathrm{f}} \simeq \beta^{(\mathrm{u})}_{x,\,\mathrm{i}}\ ,$$
$$\beta^{(\mathrm{u})}_{y,\,\mathrm{f}} \simeq -\frac{1}{2}\beta^{(\mathrm{u})}_{y,\,\mathrm{i}} + \left[\frac{3}{\Gamma^2_{\mathrm{sh|u}}} - 3\beta^{(\mathrm{u})\,2}_{x,\,\mathrm{i}} - \frac{3}{4}\beta^{(\mathrm{u})\,2}_{y,\,\mathrm{i}}\right]^{1/2}\ ,$$
$$\beta^{(\mathrm{u})\,2}_{z,\,\mathrm{f}} = 1 - \beta^{(\mathrm{u})\,2}_{x,\,\mathrm{f}} - \beta^{(\mathrm{u})\,2}_{y,\,\mathrm{f}}\ . \quad (4)$$

Downstream. There we must proceed differently as the return timescale $\sim \mathcal{O}(r_{\mathrm{L}}/c)$ can no longer be treated as a small quantity (r_{L} is evaluated in the downstream rest frame; Lemoine & Revenu 2006).

We may assume that $\phi_B = 0$ since the phase is preserved by the Lorentz transformation; furthermore shock compression results in a magnetic field essentially oriented transversally to the shock normal. To this order of approximation, the trajectory along the shock normal reads:

$$\Omega_{\mathrm{L}} z(t) = \beta^{(\mathrm{d})}_{\perp,\,\mathrm{i}}\sin(\phi_{\mathrm{i}})\left[\cos(\Omega_{\mathrm{L}}t) - 1\right] + \beta^{(\mathrm{d})}_{\parallel,\,\mathrm{i}}\sin(\Omega_{\mathrm{L}}t)\ , \quad (5)$$

where ϕ_{i} denotes the phase of the ingress velocity vector in the (x,y) plane: $\beta^{(\mathrm{d})}_{x,\,\mathrm{i}} \equiv \beta^{(\mathrm{d})}_{\perp,\,\mathrm{i}}\cos(\phi_{\mathrm{i}})$, $\beta^{(\mathrm{d})}_{y,\,\mathrm{i}} \equiv \beta^{(\mathrm{d})}_{\perp,\,\mathrm{i}}\sin(\phi_{\mathrm{i}})$. The shock front follows the trajectory: $z_{\mathrm{sh|d}}(t) = \beta_{\mathrm{sh|d}}t$ and return to the shock will occur if and when:

$$\sin(\phi_{\mathrm{i}}) = g(\hat{t}) \equiv \frac{\beta_{\mathrm{sh|d}}\hat{t} - \beta_{\parallel,\,\mathrm{i}}\sin(\hat{t})}{\beta^{(\mathrm{d})}_{\perp,\,\mathrm{i}}\left[\cos(\hat{t}) - 1\right]}\ , \quad (6)$$

with $\hat{t} = \Omega_{\mathrm{L}}t$. The function $g(\hat{t})$ diverges toward $-\infty$ for $\hat{t} \rightarrow 0, 2\pi$ and its derivative is monotonous in the interval $\hat{t} \in]0, 2\pi[$. Hence return to the shock can occur if and only if the maximum of $g(\hat{t})$ exceeds the value $\sin(\phi_{\mathrm{i}})$. Note also that $g(\hat{t})$ is always negative since by assumption $\beta^{(\mathrm{d})}_{\parallel,\,\mathrm{i}} \leq \beta_{\mathrm{sh|d}}$. Therefore *a necessary condition for return to the shock front is $\phi_{\mathrm{i}} \in [-\pi, 0]$, or equivalently $\beta^{(\mathrm{d})}_{y,\,\mathrm{i}} \leq 0$.*

Once the time t_{d} of shock return has been determined (numerically), the outgoing velocity vector can be derived from the solutions to the equations of motion:

$$\beta^{(\mathrm{d})}_{x,\,\mathrm{f}} \simeq \beta^{(\mathrm{d})}_{x,\,\mathrm{i}}\ ,$$
$$\beta^{(\mathrm{d})}_{y,\,\mathrm{f}} \simeq \beta^{(\mathrm{d})}_{y,\,\mathrm{i}}\cos(\Omega_{\mathrm{L}}t_{\mathrm{d}}) + \beta^{(\mathrm{d})}_{z,\,\mathrm{i}}\sin(\Omega_{\mathrm{L}}t_{\mathrm{d}})$$
$$\beta^{(\mathrm{d})}_{z,\,\mathrm{f}} \simeq \beta^{(\mathrm{d})}_{z,\,\mathrm{i}}\cos(\Omega_{\mathrm{L}}t_{\mathrm{d}}) - \beta^{(\mathrm{d})}_{y,\,\mathrm{i}}\sin(\Omega_{\mathrm{L}}t_{\mathrm{d}})\ . \quad (7)$$

2.3. *Mappings: downstream to upstream and vice-versa*

Equations (4) and (7) define mappings from the ingress to the egress angles on either side of the shock. The ingress angles in one rest frame are related to the egress angles in the other rest frame by the Lorentz transformations:

$$\phi^{(\mathrm{u})}_{\mathrm{i}} = \phi^{(\mathrm{d})}_{\mathrm{f}}, \quad \phi^{(\mathrm{d})}_{\mathrm{i}} = \phi^{(\mathrm{u})}_{\mathrm{f}}\ ,$$
$$\beta^{(\mathrm{u})}_{\parallel,\,\mathrm{i}} = \frac{\beta^{(\mathrm{d})}_{\parallel,\,\mathrm{f}} + \beta_{\mathrm{rel}}}{1 + \beta^{(\mathrm{d})}_{\parallel,\,\mathrm{f}}\beta_{\mathrm{rel}}}, \quad \beta^{(\mathrm{d})}_{\parallel,\,\mathrm{i}} = \frac{\beta^{(\mathrm{u})}_{\parallel,\,\mathrm{f}} - \beta_{\mathrm{rel}}}{1 - \beta^{(\mathrm{u})}_{\parallel,\,\mathrm{f}}\beta_{\mathrm{rel}}}\ , \quad (8)$$

where $\beta_{\mathrm{rel}} \equiv (\beta_{\mathrm{sh|u}} - \beta_{\mathrm{sh|d}})/(1 - \beta_{\mathrm{sh|u}}\beta_{\mathrm{sh|d}})$ is the relative velocity between the upstream and downstream rest frames. Using these mappings and transformations, one

can follow the trajectory of a particle. Since the cycle time is of order $r_{\rm L}/\Gamma_{\rm sh} \ll l_{\rm coh}$, it is reasonable to assume that $\phi_B = 0$ remains constant from one Fermi cycle to the next.

Now, in Section 2.2.2, we argued that $\beta^{(\rm d)}_{y,\,\rm i} \leq 0$ is a necessary condition for the particle to be able to return to the shock. However, as the particle travels upstream and exits back toward downstream, its outgoing velocity is given by Eq. (4) and it can be shown that $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm f} \geq 0$ irrespectively of the upstream ingress angle. In effect, for a given $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm i}$, the quantity $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm f}$ is minimal when $\beta^{(\rm u)}_{x,\,\rm i}$ is maximal, i.e. when $\beta^{(\rm u)\,2}_{x,\,\rm i} = 1 - \beta^2_{\rm sh|u} - \beta^{(\rm u)\,2}_{y,\,\rm i}$. Then the final $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm f} = \left(-\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm i} + 3|\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm i}|\right)/2 \geq 0$. The minimum is then 0, which corresponds to a particle entering upstream along $\vec{x}$ (tangentially to the shock surface), i.e. $\beta^{(\rm u)}_{z,\,\rm i} = \beta_{\rm sh}$, $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm i} = 0$. *Hence, if a particle that travels downstream is able once to return to the shock, it will not do so in the subsequent cycle.*

A quantitative assessment of this discussion is shown in Fig. 1 which presents the locii of ingress and egress velocity vectors in the (x, y) plane as seen in the upstream rest frame. The blue area shows the region of egress $\beta^{(\rm u)}_{x,\,\rm f}$ and $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm f}$ (equivalently ingress as seen from downstream) for which the particle is bound to return to the shock. The green circles show the ingress $\beta^{(\rm u)}_{x,\,\rm i}$ and $\beta^{(\rm u)}_{y,\,\rm i}$ of a particle that crosses toward upstream. The various circles correspond to different values of $\beta^{(\rm u)}_{z,\,\rm i}$ upon entry; the radii of these circles are bounded by the shock crossing condition $\beta^{(\rm u)}_{z,\,\rm i} \geq \beta_{\rm sh|u}$. Finally, the red kidney shaped forms map these ingress upstream velocities into the egress velocities, according to Eq. (4). The fact that these kidney shaped forms do not overlap anywhere with the blue area confirms that at most one and a half cycle $\rm u \to d \to u \to d$ is permitted.

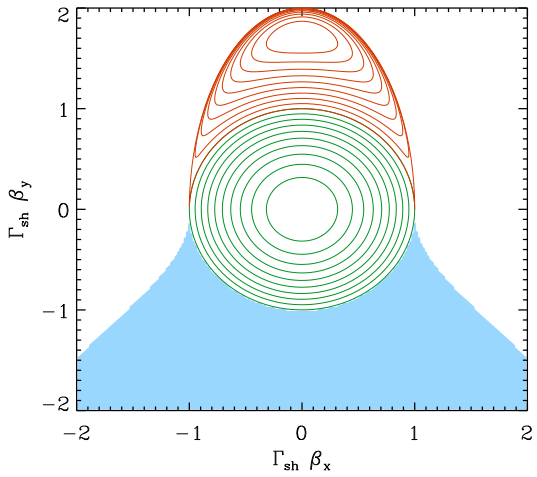


FIG. 1.— Mapping from downstream to upstream and back to upstream as measured in the upstream rest frame, in the plane transverse to the shock front; β_x and β_y are the velocity components in this plane (note the enhancement by $\Gamma_{\rm sh|u}$ on each axis). The solid blue area shows the region of egress upstream coordinates which permits the particle to return to the shock from downstream. The green circled area shows how the original downstream particle population maps upon entering upstream, and the red kidney-shaped region shows the mapping of this population on exit from upstream.

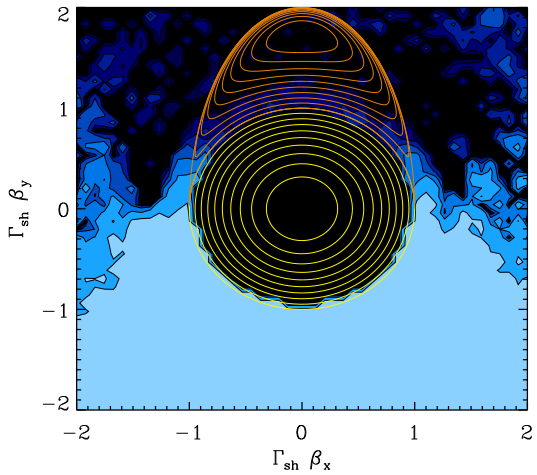


FIG. 2.— Same as Fig. 1 but using results from the numerical simulation of the trajectories of $\sim 10^6$ particles in shock compressed turbulence (see text for details). Each contour represents a drop in return probability by a factor 2.4; the lighter the shading, the higher the return probability, black corresponding to zero. The yellow circles and red kidney-shaped curves are the same as those shown in Fig. 1.

2.4. *Comparison with numerical work*

The previous discussion relies on several approximations, most notably that the field lines can be considered as straight over the trajectory of the particle. Comparison of the previous results with numerical simulations of particle propagation in refined descriptions of the magnetic field are best suited to assess the error that results from these approximations. Figure 2, which shows the contour plot of the return probability defined as a function of $\beta_{x,\,\rm i}$ and $\beta_{y,\,\rm i}$, can be directly compared to the blue area of Fig. 1. Indeed, the agreement is excellent. The parameters of the simulations whose results are shown in Fig. 2 are as follows: $r_{\rm L}/L_{\rm max} = 7 \times 10^{-4}$, $\alpha = 11/3$ (Kolmogorov turbulence), $B_0 = 0$ (pure turbulence) and $\Gamma_{\rm sh|u} = 38$. The numerical procedure used to follow the particle trajectory has been described in Lemoine & Pelletier (2003) and Lemoine & Revenu (2006).

This discussion also explains the results of recent Monte-Carlo simulations. For instance, Niemiec & Ostrowski (2006) report that Fermi acceleration is inefficient in the ultra-relativistic regime for upstream Kolmogorov turbulence; their simulations indicate very steep spectra if any, in good agreement with the present discussion. In contrast, other studies of Fermi acceleration obtain powerlaw spectra of various spectral indices. However, one can check that these latter studies have, one way or another, either assumed an isotropic downstream turbulence, or implicitly marginalized over the angle between the particle trajectory and $\vec{B}_\perp$ at shock crossing, which amounts to picking ϕ_B at random in each half-cycle. In the light of the above discussion, it is then easy

to understand why Fermi acceleration seemed efficient in these studies.

Strictly speaking, our results do not apply to scale invariant turbulence, i.e. $\alpha = 3$. However, results of numerical simulations for this particular case are similar to those shown in Fig. 2; the return probability is non-zero everywhere but it is ten times lower in the kidney-shaped region than in the negative $\beta_{y,\mathrm{i}}$ area. This suggests that quite steep powerlaw spectra should emerge from Fermi acceleration in such turbulence.

3. DISCUSSION

Fermi acceleration is thus inefficient at ultra-relativistic shock waves if the Larmor radius r_{L} of injected particles is much smaller than the coherence length l_{coh} of the turbulent magnetic field on both sides of the shock. This does not mean that Fermi acceleration is bound to fail. In particular, if $r_{\mathrm{L}} \gg l_{\mathrm{coh}}$, powerlaw spectra must emerge as the memory of the magnetic field direction (in the transverse plane) at shock crossing is erased during propagation in small scale turbulence (as we have checked numerically). The final value of the spectral index will depend on the transport properties of the particle in this small-scale turbulence. It is difficult to probe this regime using numerical simulations as integration timescales become large (the scattering timescale $\gg r_{\mathrm{L}}/c$). On analytical grounds, one expects $s \simeq 2.3$ if the small scale turbulence is isotropic downstream of the shock wave (Keshet & Waxman 2005); if it is anisotropic, one ought to expect a different value however.

Although Fermi acceleration could operate efficiently on high energy initial seed particles with $r_{\mathrm{L}} \gg l_{\mathrm{coh}}$, the abundance of such particles is generally so low in realistic astrophysical shock wave environments that the injection efficiency would be extremely small (see Gallant & Achterberg 1999 for instance).

In the above context, the interpretation of the afterglow emission of $\gamma-$ray bursts as the synchrotron radiation of electrons accelerated at the ultra-relativistic external shocks ($\Gamma_{\mathrm{sh|u}} \gtrsim 100$) becomes particularly enlightening. The success of this model indeed requires both efficient Fermi acceleration as well as very significant amplification of the interstellar magnetic field (Gruzinov & Waxman 1999). Hence it is tempting to tie these two facts together and to wonder whether this non-linear MHD processing could not be the agent of efficient Fermi acceleration.

One proposal discussed so far is the transverse Weibel instability which could possibly produce sufficiently strong magnetic fields on very small spatial scales $\sim 10^5\,\mathrm{cm}\,(\Gamma_{\mathrm{sh|u}}/10)^{-1/2}(n_e/1\,\mathrm{cm}^{-3})^{-1/2}$ (Medvedev & Loeb 1999); there is however ongoing debate on the lifetime and strength at saturation of the magnetic field (e.g., Wiersma & Achterberg 2004; Lyubarsky & Eichler 2006). Nonetheless, such a small-scale turbulence should result in powerlaw spectra of accelerated particles; albeit the value of the resulting spectral index is not known.

Recently, it has been suggested that the generalization of the streaming instability to the relativistic regime could amplify the magnetic field to the values required by $\gamma-$ray bursts observations (Milosavljevic & Nakar 2006). Due to the very short upstream return timescale $\sim r_{\mathrm{L}}/\Gamma_{\mathrm{sh|u}}$, the particle can never stream too far ahead of the shock so that the turbulence is generated on small scales $\sim 10^7 - 10^8\,\mathrm{cm} \ll r_{\mathrm{L}}$ (Milosavljevic & Nakar 2006). Therefore, one naturally expects in this case too that Fermi acceleration would be efficient, here as well, one needs to understand the turbulence properties before conclusions can be drawn on the index s.

To summarize, we have shown in Section 2 that Fermi acceleration cannot operate successfully at ultra-relativistic shock waves if one assumes (somewhat naïvely) large-scale turbulence on both sides of the shock wave. The conclusions of the present discussion are thus more optimistic and open a wealth of new possibilities; in particular they suggest that the success of Fermi acceleration is intimately connected with the mechanism of magnetic field amplification in the shock vicinity. The comprehension of Fermi acceleration will eventually require understanding the generation of the magnetic field, deriving the properties of the turbulence as well as characterizing the transport of accelerated particles in this possibly anisotropic turbulence.

Note added: while this work was being completed, a recent preprint by Niemiec *et al.* (2006) appeared, reporting on Fermi acceleration with small-scale turbulence. Although their simulations are limited to $\Gamma_{\mathrm{sh|u}} = 10$, these authors observe that the inclusion of small scale turbulence allows powerlaw spectra to emerge through Fermi acceleration, in good agreement with the above discussion.

REFERENCES

Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., Guthmann, A. W., 2001, MNRAS, 328, 393.

Bednarz, J., Ostrowski, M., 1998, Phys. Rev. Lett., 80, 3911.

Begelman, M. C., Kirk, J. G., 1990, ApJ, 353, 66.

Bell, A., 2004, MNRAS

Ellison, D. C., Double, G. P., 2004, Astropart. Phys., 22, 323.

Gallant, Y., Achterberg, A., 1999, MNRAS, 305, L6.

Gruzinov, A., Waxman, E., 1999, ApJ, 511, 852.

Keshet, U., Waxman, E., 2005, Phys. Rev. Lett., 94, 1102.

Kirk, J. G., Duffy, P., 1999, J. Phys. G, 25, R163.

Lemoine, M., Pelletier, G., 2003, ApJ, 589, L73.

Lemoine, M., Revenu, B., 2006, MNRAS, 366, 635.

Lyubarsky, Y., Eichler, D., 2006, arXiv:astro-ph/0512579.

Medvedev, M. V., Loeb, A., 1999, ApJ, 526, 697.

Milosavljevic, M., Nakar, E., 2006, arXiv:astro-ph/0512548.

Niemiec, M., Ostrowski, M., 2006, arXiv:astro-ph/0510811.

Niemiec, M., Ostrowski, M., Pohl, M., 2006, arXiv:astro-ph/0603363.

Wiersma, J., Achterberg, A., 2004, AA, 428, 365.

Conclusion du chapitre

Le mécanisme de Fermi reste à ce jour le mécanisme le plus naturel pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques (voir par exemple [107]). Les observations des objets astrophysiques parmi les plus violents dans l'univers vont dans ce sens puisque la détection de rayonnement avec un spectre en loi de puissance, dans toutes les longueurs d'onde, trahit le rayonnement secondaire des particules accélérées. Les objets incriminés sont bâtis sur le même modèle : un corps central produisant un vent relativiste générant des ondes de choc responsables de l'accélération de Fermi. Les noyaux actifs de galaxies (AGN), les microquasars, les sursauts gamma (GRB), les plérions (supernovæ remnants ou pulsar wind nebulæ) font partie des objets les plus violents. Les travaux présentés dans ce chapitre ont montré la grande différence entre l'accélération de Fermi dans des chocs relativistes avec compression de la turbulence magnétique (indice spectral entre 2.6 et 2.7) par rapport aux chocs relativistes avec turbulence magnétique isotrope (indice spectral entre 2.2 et 2.3). La compression doit être prise en compte. Le problème est que le mécanisme de Fermi est inefficace dans ce cas, la particule n'étant pas capable de traverser le choc un grand nombre de fois (et donc de gagner beaucoup d'énergie). C'est le résultat auquel nous sommes parvenus en utilisant des particules test pour lesquelles le rayon de Larmor est bien plus petit que l'échelle de turbulence du champ magnétique. Une solution pourrait résider dans la microturbulence magnétique de forte amplitude $\delta B/B \gg 1$, à des échelles inférieures au rayon de Larmor des particules résidentes. Dans ce cas de figure, la description du mécanisme de Fermi à l'aide de particules test atteint ses limites et il faut considérer la rétroaction des particules sur la structure du choc.

Analyse des données du SD et recherche d'anisotropies

3

Sommaire

3.1 Monitoring du SD 73
3.2 Reconstruction des données du SD 75
3.2.1 Reconstruction SD seul 75
3.2.2 Reconstruction hybride SD/Radio 77
3.3 Recherche d'anisotropies 80
3.3.1 La méthode de prescription 80
3.3.2 Calcul de la carte de couverture 81
3.3.3 Recherche d'anisotropies à petite échelle angulaire 84
3.3.4 Comparaison avec la méthode de scrambling 87
3.3.5 Le Coverage and Anisotropy Toolkit 87
3.4 Article 88
Conclusion 93

Dans ce chapitre, je présente mes activités sur Auger, en dehors de la radio (voir pour celà le chapitre 4, page 95).

J'aborde notamment dans la section 3.1 une tâche d'intérêt général pour Auger qui m'a surtout occupé entre 2004 et 2007 date à laquelle les besoins étaient satisfaits. Cette tâche est celle du monitoring du SD, je n'en assure plus que la maintenance et implémente encore quelques améliorations, occasionnellement. Le rôle du monitoring est d'assurer une surveillance permanente du SD afin de détecter le plus rapidement possible les diverses pannes qui peuvent se produire sur les détecteurs Cherenkov. Les données issues du monitoring sont utilisées en aval pour calculer aussi précisément que possible l'acceptance du détecteur, quantité indispensable pour l'estimation du spectre en énergie des rayons cosmiques détectés par Auger.

Dans la section 3.2 je présente brièvement la reconstruction des événements du SD. À partir du signal enregistré par les cuves Cherenkov du SD, je montre comment on peut estimer les caractéristiques du rayon cosmique primaire. J'ai étendu mon analyse aux événements détectés par CODALEMAII et je présente la reconstruction hybride, utilisant simultanément les données venant des scintillateurs et des antennes dipolaires.

Enfin, la section 3.3 concerne l'étude des anisotropies dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques détectés dans Auger, en vue de la recherche des sources des rayons

cosmiques. Les travaux initiaux sur ce sujet ont principalement eu lieu entre 2002 et 2006. La concrétisation de ce travail est la mise à disposition auprès de l'ensemble de la collaboration Auger d'un ensemble de programmes d'analyse des anisotropies, le Coverage and Anisotropy Toolkit. Je présenterai la méthode de calcul de la carte de couverture et la façon dont nous recherchons les sources à l'aveugle. Un article sur la recherche aveugle à partir des données d'Auger est en cours de rédaction.

3.1 Monitoring du SD

Le SD d'Auger est, rappelons-le, un détecteur a priori totalement autonome dans le sens où les cuves Cherenkov sont munies de panneaux solaires, de batteries, de système télécom permettant un fonctionnement automatique et un cycle utile proche de 100%. Cependant, des pannes sont toujours possibles. Pannes du système d'acquisition par exemple (problème de tension sur les PMs), panne de batterie... Il faut être capable de les détecter puis de les réparer. Lors de mes premières années dans Auger, en parallèle de l'analyse des données, j'ai contribué à la mise en place d'un système de monitoring en temps réel, en collaboration principalement avec Cyril Lachaud et Tristan Beau.

Le monitoring travaille sur les données envoyées par les cuves et les 4 stations météo installées dans le SD. On reçoit sur `katy` (la principale machine d'acquisition du CDAS) 5 types de fichiers différents :

les fichiers de type `mc` Périodiquement, chaque cuve envoie au CDAS ses propres informations de monitoring. Il s'agit des valeurs de 91 points de mesure concernant le bon fonctionnement du détecteur (c'est son controle technique en somme). On a ainsi les informations de tension des PM, température de l'électronique, niveau de charge des batteries, taux de trigger local (T1 et T2)...

les fichiers de type `sd` Les fichiers `sd` contiennent des informations de plus haut niveau sur le fonctionnement d'une cuve. Il s'agit essentiellement des données de calibration. Je rappelle que chaque cuve se calibre d'elle-même à partir du flux permanent de muons atmosphériques, qui servent de base à la définition du VEM (voir page 34). On stocke dans une base de données les valeurs de calibration ainsi que l'amplitude et la charge moyennées du pic des muons verticaux. Celà permet de vérifier la stabilité de la calibration des cuves. On utilise également ces fichiers pour détecter les cuves qui ont déclaré avoir un T2 participant à un T3 (voir encore la page 34 pour les triggers du SD) mais qui n'ont pas envoyé la trace correspondante. Cette information est très importante pour valider ou invalider un T3.

les fichiers de type `weather` Dans le SD, nous dispons également de 4 stations météo qui envoient leurs relevés quotidiennement au CDAS. Ces relevés contiennent entre autres la température, le taux d'humidité, la vitesse et la direction du vent ainsi que la pression atmosphérique. Ces informations sont également traitées par notre outil de monitoring, elles ont permis de mettre en évidence l'influence des conditions météo sur le développement des gerbes atmosphériques [108] et de réduire, en les prenant en compte, l'erreur systématique sur l'estimation de l'énergie des rayons cosmiques, de corriger les effets sur le taux d'événement ($\sim$ 10% sur une échelle de temps de l'ordre de l'année et de $\sim$ 2% à l'échelle d'une journée), facteurs qui peuvent affecter la recherche d'anisotropies à grande échelle angulaire. La modulation du taux de trigger peut se comprendre comme une modification du rayon de Molière avec la densité de l'air, qui affecte la probabilité de détection et donc le taux de trigger.

les fichiers de type `second` Ces fichiers sont fabriqués localement, c'est-à-dire sur `katy`, à partir des T2 reçus chaque seconde par les 1660 cuves du SD. Il existe un fichier `second` par jour, long de 86400 lignes (1 ligne par seconde) et contenant le numero de la cuve et le nombre de T2 qu'elle a envoyés au cours de cette seconde-là, ceci pour chaque cuve ayant eu des T2 lors de cette seconde. Chaque fichier a une taille d'environ 1 Gb.

les fichiers de type `Ik` Les processus d'acquisition internes au CDAS communiquent entre eux via le protocole de communication `Ik`. On peut détecter des problèmes du soft d'acquisition en étudiant ces fichiers. En effet, même si le SD fonctionne bien, si l'acquisition fonctionne anormalement, il faut le détecter pour d'une part corriger le problème et d'autre part bien noter le début de la panne ainsi que sa durée pour ne pas sur-estimer l'acceptance du détecteur, ce qui mènerait à des erreurs sur le spectre.

Pour les fichiers `mc`, `sd`, `weather` et `Ik`, les informations sont lues périodiquement (toutes les 5 minutes), traitées et envoyées sous forme condensée dans des fichiers `XML` sur la machine `moni`, dédiée au monitoring. Pour les fichiers `Ik`, seuls les messages qui peuvent avoir un impact sur la stabilité de l'acquisition sont enregistrés (il s'agit des messages de type `Error`, `IkFatal`, `IkLsGenMess`, `IkSDUpdate` et `IkSevere`). Ces fichiers sont lus en utilisant un mécanisme de clé stockée dans un fichier `XML` évitant de traiter de multiples fois les mêmes informations et donc d'être plus efficace.

Pour les fichiers `second`, ils sont lus en permanence — par un autre programme, `T2XML`, spécifique du monitoring — pour garantir la meilleure efficacité possible dans la détection d'anomalies. `T2XML` calcule pour chaque cuve la moyenne et la dispersion du nombre de T2 envoyés à chaque seconde et on peut ainsi détecter des changements trop importants dans ces valeurs, signalant un problème dans l'acquisition locale d'une cuve. Si une cuve n'envoie pas de T2 à une seconde donnée, elle est surveillée et si elle ne réapparaît pas dans l'acquisition quelques secondes plus tard, une alarme est émise. On peut calculer à chaque seconde le nombre total de cuves en bon état de marche et détecter quand un nombre significatif de cuves disparaissent (10%), ce qui peut arriver quand un relai télécom tombe en panne. Quand celà se produit, une alarme est déclenchée et la personne responsable du SD peut prévoir rapidement une intervention sur place pour résoudre le problème. Une autre alarme détecte l'abscence de nouveaux T2 dans le fichier `second`, pouvant être dû à un problème du code d'acquisition du CDAS. Les informations relatives aux T2 ainsi que les alarmes sont envoyées sous forme de fichier `XML` à `moni`, en temps réel. La Fig. 3.1 est une des figures que l'on peut obtenir sur le site web du monitoring. C'est l'état du SD en temps réel, chaque point vert représentant une cuve avec un temps utile de fonctionnement proche de 100%. Chacun de ces points est cliquable, et l'on peut demander un grand nombre d'informations sur le fonctionnement individuel et l'historique de maintenance de la cuve.

D'autres alarmes, qui ne sont pas liées aux T2, sont déclenchées. Elles concernent des anomalies détectées en comparant les paramètres vitaux d'une cuve aux valeurs de référence qui sont celles d'une cuve fonctionnant normalement. Les problèmes liés aux pannes télécom sont faciles à déterminer également : l'absence de signe de vie en provenance d'une station indique clairement une anomalie. Le vieillissement des batteries donne des niveaux de charge insuffisants, ce qui permet de remplacer les batteries avant la panne complète.

Au niveau du CDAS, sur la machine `katy`, j'ai écrit, installé et maintenu une part importante de l'ensemble des programmes qui travaillent sur les données reçues en temps réel. Depuis 2008, je suis responsable de cette partie du monitoring (celle basée sur les données arrivant au CDAS). Mon activité sur ce sujet se limite à une maintenance si besoin et à quelques rares développements nouveaux. Au niveau de `moni`, mon travail a consisté à récuperer les fichiers `XML` envoyés par `katy`, à les lire et à les convertir en requêtes `SQL` pour remplir les bases de données. D'autres collègues du monitoring exploitent ces bases pour mettre au point les alarmes pertinentes pour détecter les pannes. Enfin, un site web `http://moni.auger.org.ar` interface ces bases de données via

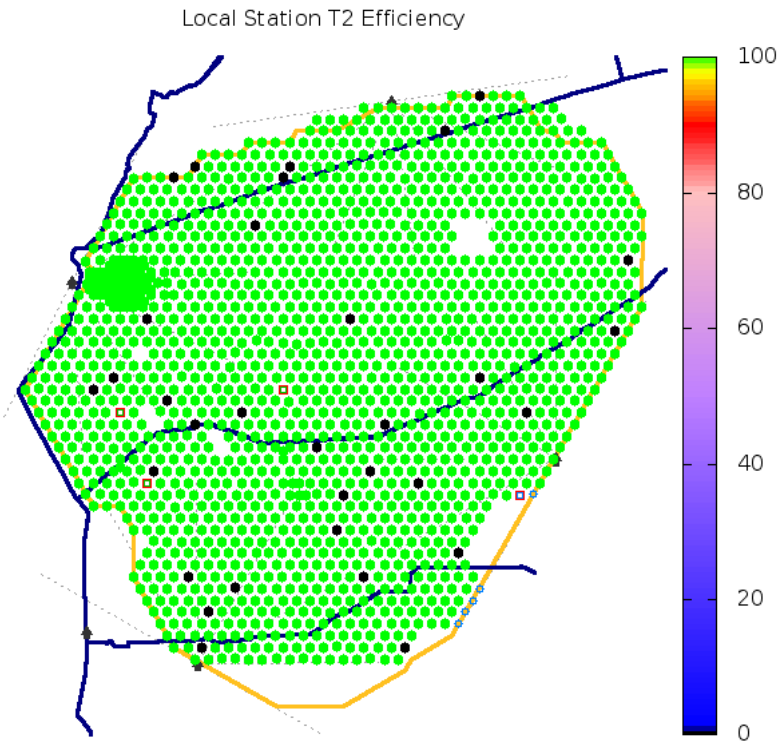


FIGURE 3.1 – *Carte interactive du SD. Chaque point vert est une cuve du SD et le code couleur indique son temps de fonctionnement utile.*

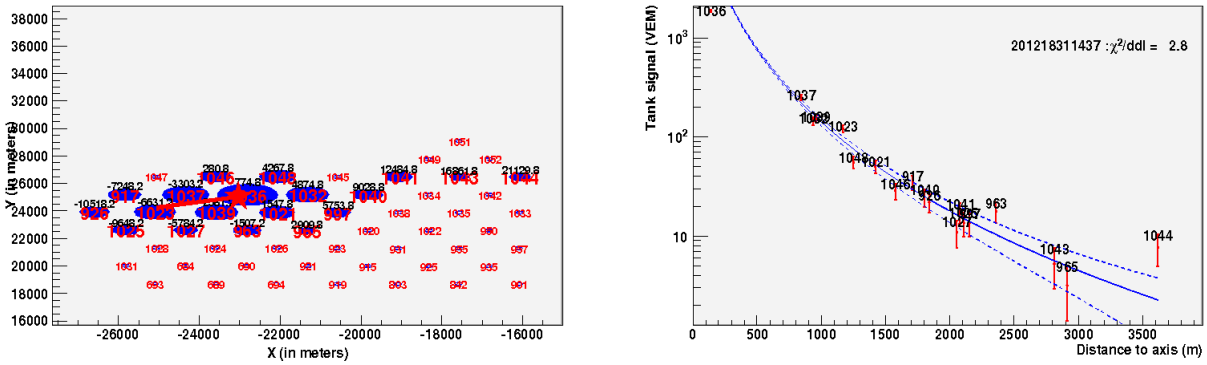
`php` pour pouvoir surveiller à distance sur le web l'état de fonctionnement du SD et de chacune de ses cuves.

3.2 Reconstruction des données du SD

3.2.1 Reconstruction SD seul

Dans la période 2002 – 2006, avant que je ne travaille sur le signal radio des gerbes atmosphériques, j'ai mis au point des algorithmes et des programmes de reconstruction des gerbes détectées par le SD. Ce code de reconstruction est intégré au code de reconstruction officiel d'Auger mais ce n'est pas celui utilisé pour les analyses de la collaboration. Je montre dans la FIG. 3.2 un exemple de gerbe reconstruit par ce code. Il s'agit d'un événement détecté le 02 juillet 2012 en bordure de réseau, d'énergie autour de 50 EeV. Les paramètres reconstruits sont :

```
---------------- TCdFReconstruct --------------------
NTanks     = 19
Northing   = 454175.50
Easting    = 6124148.00
reconstruction (0 is good) = 0
---------------- TCdFShowerParams --------------------
X core     = -23032 (+- 63)
Y core     = 25018 (+- 45)
Z core     = 11 (+- 0)
```



(a) *Empreinte au sol de l'événement. Les cuves touchées sont en bleu, la surface de l'ellipse est proportionnelle à l'amplitude du signal déposé dans la cuve.*

(b) *Fonction de distribution latérale de l'événement, c'est le signal de chaque cuve en VEM en fonction de sa distance à l'axe reconstruit de la gerbe.*

FIGURE 3.2 – *Reconstruction d'un événement détecté le* 02 *juillet* 2012. *La cuve* 1036, *très proche du cœur, est saturée et mesure un signal inférieur à ce qu'elle a réellement reçu.*

```
u          = -0.8120 (+- 0.00270 = +- 0.33229 \%)
v          = -0.3085 (+- 0.00465 = +- 1.50837 \%)
t0         = 879233994 ns +- 213 ns
theta      = 60.3003 deg (+- 0.4828 deg)
phi        = 200.8049 deg (+- 0.3502 deg)
energy   = 50.9424 EeV (+- 3.9705 EeV)
S1000      = 141.1318 (+-5.2737 = +- 3.7367 \%)
beta       = -2.7086 ( 0.0000)
gamma      = -0.3915
curvature (T0) = 22.172 km (+- 3.144 km)
curvature (T10)= 18.577 km (+- 1.816 km)
curvature (T50)= 13.724 km (+- 0.943 km)
curvature (T70)= 10.448 km (+- 0.517 km)
curvature (T90)= 5.325 km (+- 0.104 km)
Chi2       = 42.059
Chi2/ddl   = 2.804
conv stat  = 3
conv glob  = 1
```

La mise au point de ce code a été progressive et inclut les résultats des études de plusieurs collaborateurs notamment de stagiaires. Fabrice Écaille [109], en 2003, a été mon premier stagiaire après mon entrée au CNRS. C'était un étudiant en maîtrise d'informatique, le besoin étant alors de mettre en place d'une base de données SQL pour stocker les événements détectés ainsi que leur reconstruction. L'année suivante, en 2004, c'est Marie-Anne Euzen [110] qui a travaillé sur des méthodes d'estimation des paramètres de la gerbe en utilisant la forme géométrique de la tâche au sol. Ce travail a permis d'avoir une première estimation de ces paramètres que l'on injectait en valeur de départ à des algorithmes plus évolués. En 2005, Pauline Bernat [111] a quant à elle travaillé sur l'étude de la résolution temporelle des cuves et son impact sur la résolution angulaire sur la direction d'arrivée des rayons cosmiques. Jacob Lamblin a contribué à ce code, en particulier sur la partie de reconstruction de la courbure du front de gerbe. M'étant

tourné vers le signal radio à partir de 2006, ce code n'a pas beaucoup évolué depuis mais je l'utilise encore quotidiennement lors de la recherche de coïncidences entre RAuger et le SD. La seule modification notable depuis a été l'ajout en 2007 d'un algorithme de reconstruction hybride pour CODALEMAII.

3.2.2 Reconstruction hybride SD/Radio

J'explique dans cette section la méthode utilisée pour reconstruire un événement quand on dispose des données d'un détecteur de surface (scintillateurs ou cuves Cherenkov) sensible à la densité de particules au sol, puis quand on dispose d'un détecteur radio en plus (reconstruction hybride).

Reconstruction scintillateurs

Considérons un ensemble de n scintillateurs situés aux positions $\{x_i, y_i\}$, de temps de trigger individuels t_i et de signal s_i. On se place dans l'hypothèse de front plan et d'altitudes identiques entre détecteurs (valide pour un petit réseau comme Nançay).

Direction Pour le calcul de la direction, on cherche à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\left(t_i - t_i^{\text{th}}\right)^2}{\sigma_i^{t\,2}}$$

avec

$$t_i^{\text{th}} = t_0 - \frac{u x_i + v y_i}{c},\ u = \sin\theta\cos\phi,\ v = \sin\theta\sin\phi \tag{3.1}$$

où t_0 est le temps de passage du plan à l'origine du système de coordonnées et σ_i^t l'erreur sur la mesure du temps. Il s'agit d'un χ^2 linéaire, de solution bien connue :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ t_0 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_i \frac{y_i^2}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_i \frac{1}{\sigma_i^{t\,2}} \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -\sum_i \frac{x_i t_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ -\sum_i \frac{y_i t_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ -\sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^{t\,2}} \end{pmatrix}.$$

Position du cœur Aucune estimation de l'énergie n'est faite ici. Le cœur est contraint en fittant une LDF sur les signaux des scintillateurs. Cette LDF relie la valeur attendue s_i^{th} à la distance d_i à l'axe du détecteur i. Il peut s'agir par exemple d'une simple loi de puissance dépendante de l'angle zénithal (fonction de type Haverah-Park) :

$$s_i^{\text{th}} = {d_i}^{-\eta},\ \eta = 4.735 - \frac{1.236}{\cos\theta} \text{ pour } \theta \leqslant 60^\circ.$$

Cette paramétrisation a été obtenue sur des simulations dans le cadre d'Auger. Il peut aussi s'agir d'une fonction parabolique en $\log(S)$ vs $\log(d)$, qui donne également de bons résultats :

$$s_i^{\text{th}} = S_{\text{ref}} \left(\frac{d_i}{d_{\text{ref}}}\right)^{\beta + \gamma \log \frac{d_i}{d_{\text{ref}}}}.$$

Bilan La reconstruction globale des paramètres de la gerbe peut ainsi être obtenue en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{n-1} \left[\frac{\left(t_i - t_0 + \frac{ux_i + vy_i}{c} \right)^2}{\sigma_i^{t\,2}} + \frac{(s_i - LDF(d_i, \theta))^2}{\sigma_i^{s\,2}} \right]$$

où d_i est la distance à l'axe de la gerbe de direction caractérisée par (u, v), connaissant la position estimée du cœur (x_c, y_c) :

$$d_i = \sqrt{(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 - ((x_i - x_c)u + (y_i - y_c)v)^2}$$

et θ étant relié à (u, v) via l'Eq. 3.1. Le terme σ_i^s est l'erreur sur la mesure du signal.

Les paramètres à estimer sont donc u, v, t_0, x_c, y_c et les paramètres de la LDF choisie.

Reconstruction radio

Dans le cas de données de type radio seule, la reconstruction suit exactement les mêmes étapes. La LDF sera alors remplacée par un profil exponentiel reliant le signal mesuré par une antenne située à sa distance d_i à l'axe de la gerbe :

$$\xi(d_i)_i = \xi_0 \, \exp(-d_i/d_0).$$

Les paramètres libres ξ_0 et d_0 sont respectivement l'amplitude caractéristique du champ électrique (en V) et la longueur d'atténuation du champ (en m).

Reconstruction hybride Pour utiliser l'ensemble des données disponibles pour ne plus faire de reconstruction indépendante et exploiter au mieux les diverses contraintes, il est nécessaire d'ajouter un paramètre supplémentaire : un décalage en temps δt entre les temps de passage du plan de gerbe au sens des particules et au sens de la radio. On va donc maintenant écrire :

$$t_i^{\text{th}} = t_0 - \frac{ux_i + vy_i}{c} \text{ pour les scintillateurs}$$

et

$$t_k^{\text{th}} = t_0 + \delta t - \frac{ux_k + vy_k}{c} \text{ pour les antennes.}$$

Direction Le χ_t^2 temporel global permettant l'estimation de la direction de l'axe s'écrit désormais :

$$\chi_t^2 = \sum_{\text{scintillateurs } j} \frac{\left(t_j - t_0 + \frac{ux_j + vy_j}{c} \right)^2}{\sigma_j^{t\,2}} + \sum_{\text{antennes } k} \frac{\left(t_k - t_0 - \delta t + \frac{ux_k + vy_k}{c} \right)^2}{\sigma_k^{t\,2}}. \quad (3.2)$$

C'est encore un χ^2 linéaire de solution :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ t_0 \\ \delta t \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_k \frac{x_k}{\sigma_k^{t\,2}} \\ \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_i \frac{y_i^2}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_k \frac{y_k}{\sigma_k^{t\,2}} \\ \frac{1}{c}\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_i \frac{1}{\sigma_i^{t\,2}} & -\sum_k \frac{1}{\sigma_k^{t\,2}} \\ \frac{1}{c}\sum_k \frac{x_k}{\sigma_k^{t\,2}} & \frac{1}{c}\sum_k \frac{y_k}{\sigma_k^{t\,2}} & -\sum_k \frac{1}{\sigma_k^{t\,2}} & -\sum_k \frac{1}{\sigma_k^{t\,2}} \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -\sum_i \frac{x_i t_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ -\sum_i \frac{y_i t_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ -\sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^{t\,2}} \\ -\sum_k \frac{t_k}{\sigma_k^{t\,2}} \end{pmatrix}$$

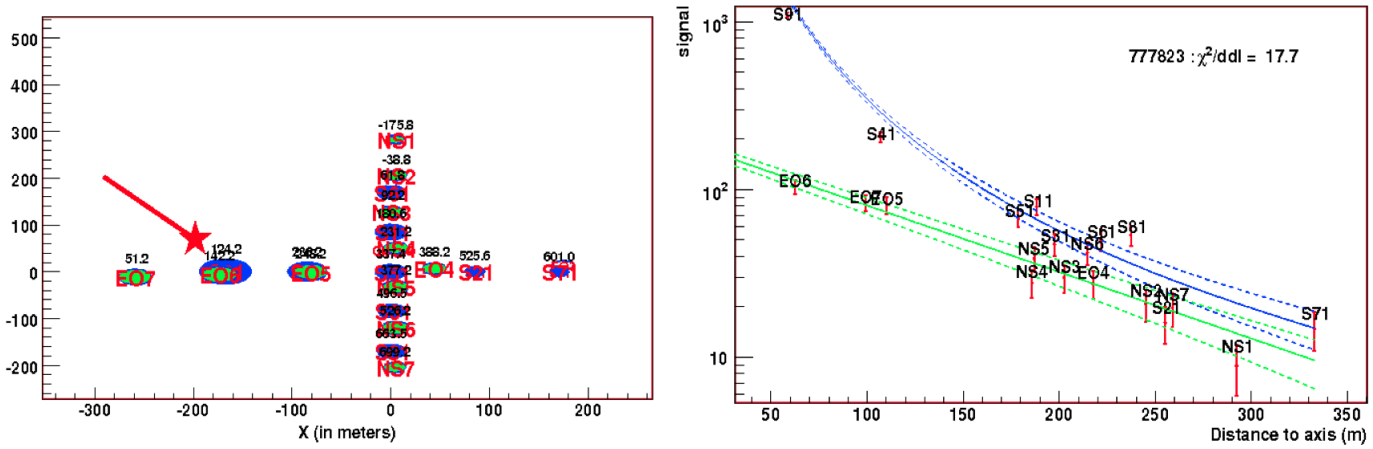
où les sommes sur i sont faites sur l'ensemble des détecteurs (scintillateurs et antennes) et les sommes sur k sur les antennes uniquement. Il est important de noter que le paramètre δt peut avoir un véritable sens physique : il n'est pas exclu qu'il existe un décalage en temps physique entre l'arrivée de l'onde radio et l'arrivée du front de particules de la gerbe.

Position du cœur De même, on utilise ici les informations provenant de tous les détecteurs pour minimiser le χ^2_s lié au signal :

$$\chi^2_s = \sum_{\text{scintillateurs}} \frac{(s_i - LDF(d_i,\theta))^2}{\sigma_i^{s2}} + \sum_{\text{antennes}} \frac{(\xi(d_k)_k - \text{Profil}(d_k))^2}{\sigma_k^{s2}}. \tag{3.3}$$

Du point de vue numérique, il s'avère plus efficace de minimiser tout d'abord la partie temporelle de l'événement (donc calcul de θ, ϕ via l'Eq. 3.2) puis de minimiser la partie signal (via l'Eq. 3.3). En pratique dans le code, t_0 est le temps de passage du front à l'endroit du cœur de la gerbe (formellement, $x_{i,k} \to x_{i,k} - x_c$, même chose pour y et z).

La Fig. 3.3 montre l'application de cette reconstruction hybride sur un événement enregistré par CODALEMAII le 27 décembre 2006.



(a) *Empreinte au sol de l'événement hybride. Les scintillateurs touchés sont en bleu. Les antennes radio sont en vert. la surface de l'ellipse est proportionnelle à l'amplitude du signal déposé.*

(b) *Fonction de distribution latérale de l'événement hybride, c'est le signal de chaque scintillateur en VEM ou le champ électrique de l'antenne en fonction de la distance à l'axe reconstruit de la gerbe.*

Figure 3.3 – *Reconstruction d'un événement hybride dans CODALEMAII. Toutes les estimations des valeurs reconstruites sont obtenues en prenant en compte simultanément les données du réseau de scintillateurs et du réseau d'antennes.*

Cette étude hybride n'a pas été poussée plus en avant sur les données de CODALEMAII mais reprendra tout son sens avec AERA.

Nous avons vu dans cette partie comment il est possible de calculer, entre autres, la direction d'arrivée du rayon cosmique primaire. Connaissant en plus l'heure de la détection, nous en déduisons les coordonnées de la direction d'arrivée en coordonnées liées au ciel. Rappelons qu'à très haute énergie les déflexions magnétiques subies par un rayon cosmique sont faibles devant la résolution angulaire de sorte que l'on s'attend à un bon alignement entre la source du rayon cosmique et la direction d'arrivée. C'est cette propriété qui est exploitée lors que nous recherchons des anisotropies dans les directions d'arrivée, l'espoir de découvrir les sources... La recherche de sources de

rayons cosmiques est une des priorités du domaine, comme nous l'avons évoqué dans la section 1.1.3 page 22. Aucune source flagrante n'a été véritablement observée malgré les alertes d'Auger sur les AGNs et Centaurus A. Je présente dans la section suivante la méthode suivie pour rechercher les anisotropies.

3.3 Recherche d'anisotropies

La détection d'une source dans une fenêtre angulaire de taille α centrée sur la direction sur le ciel (ℓ, b) (en coordonnées galactiques) se fait habituellement en comparant le nombre d'événements observés avec le nombre d'événements attendus à cette échelle angulaire et provenant de cette direction. Si l'on observe significativement plus d'événements que l'on en attend, c'est soit que l'on a découvert une source, soit que l'on est sujet à une fluctuation statistique. Une bonne méthode pour éviter les fluctuations statistiques est d'utiliser des prescriptions. Je décris dans la suite en quoi consiste la notion de prescription. Puis nous verrons comment calculer le nombre d'événements attendus (via la carte de couverture) et enfin, la façon dont nous caractérisons un excès d'événements.

3.3.1 La méthode de prescription

Pour éviter l'annonce d'une détection de source alors qu'il ne s'agit que d'une découverte de fluctuation statistique, nous avons choisi (dans Auger) de définir a priori la méthode complète d'analyse de telle manière à ce que la probabilité de détection de source soit proprement calculée, avec un niveau de confiance rigoureux. Cela nous met à l'abri d'une découverte issue d'un grand nombre de coupures sur les données ou sur les catalogues de sources potentielles. Cette méthode n'empêche en rien la recherche massive d'anisotropies mais une telle recherche ne pourrait pas faire l'objet d'une véritable annonce de découverte le cas échéant mais tout au plus une source potentielle qu'il conviendra de tester avec un lot de données totalement indépendant, enregistré ultérieurement. Par exemple, en 2003 (voir [112]), nous proposions qu'une anisotropie serait véritablement détectée si et seulement si sa probabilité d'occurence ne dépassait pas 0.001. Dans la période allant du 8 août 2003 au 16 mai 2004, on attendait un total de 10^4 événements ayant $E \geqslant 1$ EeV et 300 ayant $E \geqslant 10$ EeV. La prescription demandait à ce que :

- un excès dans la direction du centre galactique pour $\log E \geqslant 18$ et à une échelle angulaire de 15° ait une probabilité inférieure à 0.00035 d'être due au hasard (hypothèse d'isotropie) ;
- un excès dans la direction du centre galactique dans $18 \leqslant \log E \leqslant 18.5$ et à une échelle angulaire de 2° (source ponctuelle) ait une probabilité inférieure à 0.00025 d'être due au hasard (hypothèse d'isotropie) ;
- l'excès détecté par les expériences AGASA et SUGAR $(\ell, b) = (7°, 0°)$ dans $18 \leqslant \log E \leqslant 18.5$ et à une échelle angulaire de 2° (source ponctuelle) ait une probabilité inférieure à 0.00025 ;
- des excès vers NGC0253, NGC3256 et Centaurus A pour $\log E \geqslant 19.5$ et à une échelle angulaire de 5° (source ponctuelle) aient une probabilité inférieure à 0.00005.

La prescription fige également la méthode de calcul de ces probabilités. Ce calcul se fait en utilisant la méthode de scrambling (voir section 3.3.4 page 87). En 2005, aucune de ces prescriptions n'était réalisée. Par la suite, nous avons eu bien plus de données et

également une autre méthode de calcul de carte de couverture (mais toujours pas plus de découvertes de sources malheureusement !).

3.3.2 Calcul de la carte de couverture

La carte de couverture W nous donne le nombre de rayons cosmiques attendus dans une direction donnée (α, δ) ou (ℓ, b) en coordonnées équatoriales ou galactiques respectivement. Soit $a(\theta, \phi, t)$ la probabilité de détecter un rayon cosmique dans un angle solide $\mathrm{d}\Omega$ dans la direction (θ, ϕ) où θ est l'angle zénithal du rayon cosmique et ϕ son azimuth. Le lien entre ces coordonnées locales et les coordonnées sur le ciel se fait selon les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\cos\theta &= \sin\lambda\sin\delta + \cos\lambda\cos\delta\cos(\alpha - LST(t))\\ \sin\theta\cos\phi &= \cos\delta\sin(\alpha - LST(t))\\ \sin\theta\sin\phi &= \cos\lambda\sin\delta - \sin\lambda\cos\delta\cos(\alpha - LST(t))\end{aligned}$$

où $\lambda = -35.2^\circ$ est la latitude de l'observatoire Pierre Auger et LST est le Local Sidereal Time, c'est l'ascension droite au méridien de l'observateur au temps local t. La probabilité de détection peut donc s'écrire :

$$a(\theta, \phi, t) = a(\theta(\alpha, \delta, t), \phi(\alpha, \delta, t), t) = a(\theta(\alpha, \delta, t)) \times a(\phi(\alpha, \delta, t)) \times a(t)$$

dans l'hypothèse où les effets d'acceptance sont indépendants en θ, ϕ et t. C'est le cas pour des énergies supérieures à 3 EeV qui garantit une acceptance saturée dans Auger et pendant des périodes de taille constante du SD. La carte de couverture s'obtient dans le cas général en intégrant dans le temps cette probabilité :

$$W(\alpha, \delta) = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} a(\theta(\alpha, \delta, t), \phi(\alpha, \delta, t), t)\,\mathrm{d}t.$$

Si l'acceptance est indépendante de ϕ et du temps sidéral, alors on peut écrire :

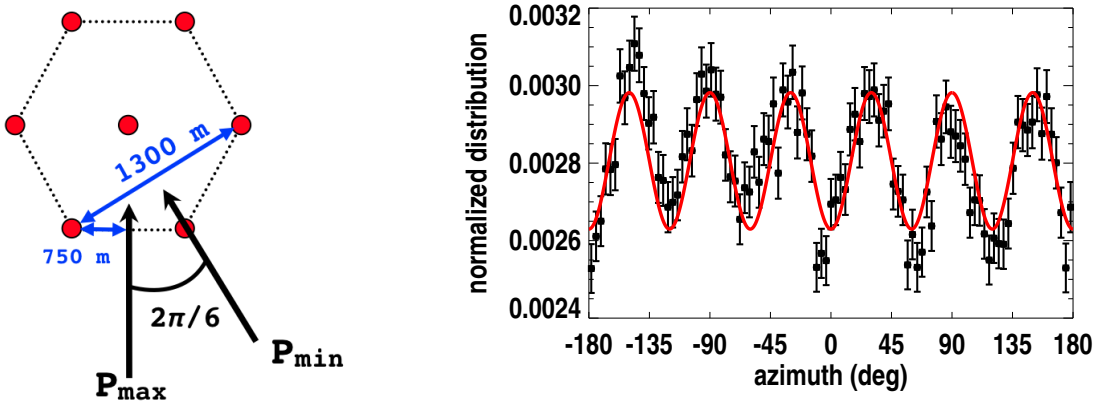
$$W(\delta) = \int_0^{2\pi} a(\theta(\alpha, \delta, t))\,\mathrm{d}t = \int_0^{2\pi} a(\arccos(\sin\lambda\sin\delta + \cos\lambda\cos\delta\cos t))\,\mathrm{d}t,$$

et on trouve que la couverture est uniforme en ascension droite. Dans le cas d'une acceptance saturée, alors la dépendance de a en θ est un simple $\cos\theta$ dû à l'effet de projection de la surface du SD, soit $a(\theta) \propto \cos\theta$. L'acceptance peut alors se calculer analytiquement.

Si l'acceptance n'est pas saturée, il faut se baser sur la vraie distribution observée $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\theta$. La fonction $a(\theta)$ est alors donnée par $a(\theta) \propto (\mathrm{d}N/\mathrm{d}\theta)/\sin\theta$. À plus basse énergie, on s'appuie ainsi sur les données pour calculer la carte de couverture. En pratique, on fitte $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\theta$ par une fonction empirique de type Fermi-Dirac modulée par $\cos\theta\sin\theta$ et des polynômes en θ.

Nous avons testé que cette approche pour calculer la carte de couverture était non biaisée (voir thèse de Benjamin Rouillé d'Orfeuil [113] et d'Éric Armengaud [114]) et n'absorbe pas une anisotropie à grande échelle angulaire susceptible de modifier la distribution zénithale (je rappelle que la carte de couverture est celle attendue sous l'hypothèse d'une distribution isotrope des rayons cosmiques). De nombreux effets systématiques affectent plus ou moins fortement la carte de couverture, surtout à basse énergie. Ces effets sont pris en compte dans notre outil d'analyse et à titre d'illustration, je présente dans la suite le traitement des effets azimuthaux importants à basse

énergie et à relativement grand angle zénithal ($50^\circ \leqslant \theta \leqslant 60^\circ$). Ces effets azimuthaux proviennent de la forme particulière du réseau hexagonal. En effet, un tel réseau détectera des gerbes plutôt verticales avec une même probabilité, indépendante de l'azimuth. Cette probabilité varie avec l'azimuth pour des gerbes plus inclinées et d'assez basse énergie. Pour ces gerbes, le nombre de cuves touchées est relativement faible, de l'ordre de 3 ou 4. La forme de la maille hexagonale du réseau du SD joue dans ce cas un rôle important puisqu'une gerbe arrivant par un côté d'un triangle élémentaire aura une probabilité de détection supérieure à une gerbe arrivant par un sommet du triangle (voir Fig. 3.4(a)), de sorte qu'un terme $a(\phi)$ doît être pris en compte dans le calcul de la couverture. La distribution azimuthale normalisée des événements d'énergie inférieure à 2 EeV et pour $50^\circ \leqslant \theta \leqslant 60^\circ$ est présentée dans la Fig. 3.4(b). La modulation sinusoïdale de période $2\pi/6$ (car le réseau du SD est hexagonal) est clairement visible (il y a 180860 gerbes détectées correspondant à ces coupures, entre le 01/01/2004 et le 31/10/2010). Cette modulation est fittée par une fonction $a + b\cos(6\phi)$, l'amplitude b dépendant de θ. Dans la Fig. 3.5, la loi $b(\theta)$ est montrée, c'est elle que l'on utilise pour



(a) *Modulation azimuthale de la probabilité de détection.*

(b) *Distribution azimuthale des événements SD pour $E \leqslant 2$ EeV et $50^\circ \leqslant \theta \leqslant 60^\circ$.*

Figure 3.4 – *La modulation azimuthale normalisée est décrite par une loi en $dN/d\phi = a + b\cos(6\phi)$ avec $a = 2.805 \times 10^{-3} \pm 6 \times 10^{-6}$, $b = -1.76 \times 10^{4} \pm 9 \times 10^{-6}$, $\chi^2/ddl = 1.54$.*

connaître la probabilité relative d'observer un azimuth donné pour un angle zénithal fixé. La fonction utilisée pour fitter cette loi est $c \times \theta \times \exp(\theta/\theta_0)$, qui donne un accord très satisfaisant. Pour calculer la couverture dans une direction du ciel (α, δ) donnée, on doit dans ce cas plus complexe calculer la fonction $a(\theta, \phi, t) = a(\theta(\alpha, \delta, t), \phi(\alpha, \delta, t), t)$ et l'intégrer en temps sidéral t entre 0 et 2π, avec $a(\theta)$ variant selon $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}\theta)/\sin\theta$ et $a(\phi(\theta))$ selon la loi $b(\theta)$. Si de plus on a une modulation en temps, on doit multiplier par la probabilité relative $a(t)$. Une telle modulation en temps est effectivement observée dans les effets météo puisque le rayon de Molière dépend de la densité de l'atmosphère, donc aussi de la température et de la pression atmosphérique. Un effet jour/nuit et un effet saisonnier auront ainsi un impact non négligeable sur $a(t)$, à corriger notamment lors de la recherche d'anisotropies à grande échelle angulaire. Cette modulation temporelle peut s'expliquer également par une taille non constante du SD (qui était en déploiement jusqu'en 2008). Les éventuelles pannes ou instabilités dans l'acquisition doivent être comptabilisées dans $a(t)$. Là encore, à partir des données elles-mêmes, on peut avoir une bonne estimation de $a(t)$ en utilisant les histogrammes $\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$, où t est soit le temps UTC, soit le jour Julien, soit les deux si les éventuelles modulations ne sont

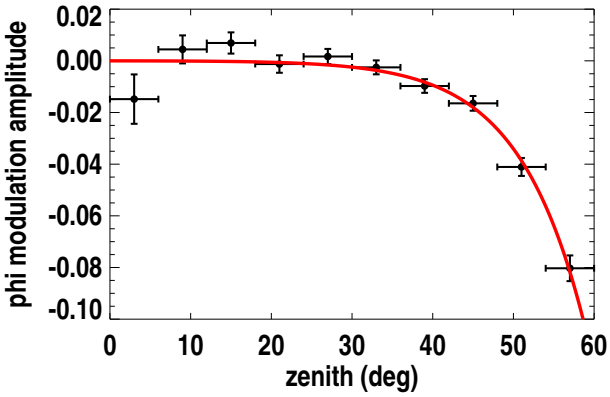


FIGURE 3.5 – *L'amplitude de la modulation azimuthale dépend de l'angle zénithal. Cette dépendance est décrite par une loi en* $b(\theta) = c \times \theta \times \exp(\theta/\theta_0)$ *avec* $c = -3.4 \times 10^{-6} \pm 1.8 \times 10^{-6}$, $\theta_0 = 9.4^\circ \pm 0.8^\circ$, $\chi^2/ddl = 1.09$.

pas indépendantes. Pour voir l'effet quantitatif de cette modulation azimuthale, nous allons calculer la couverture en utilisant les 1 672 695 gerbes détectées par le SD telles que $E \leqslant 2$ EeV et $\theta \leqslant 60^\circ$. La distribution zénithale de ces gerbes ainsi que le fit sont présentés dans la FIG. 3.6. La carte du ciel de ces gerbes est montrée dans la FIG. 3.7(a).

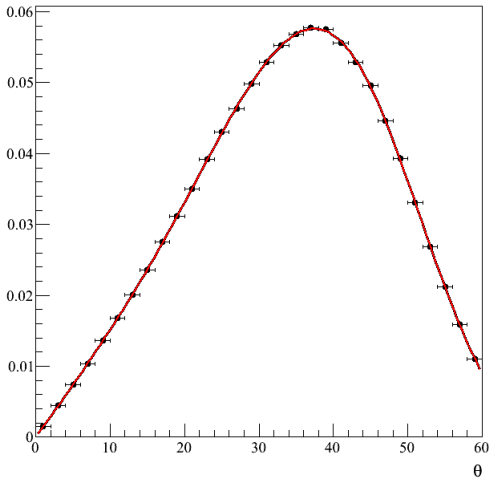
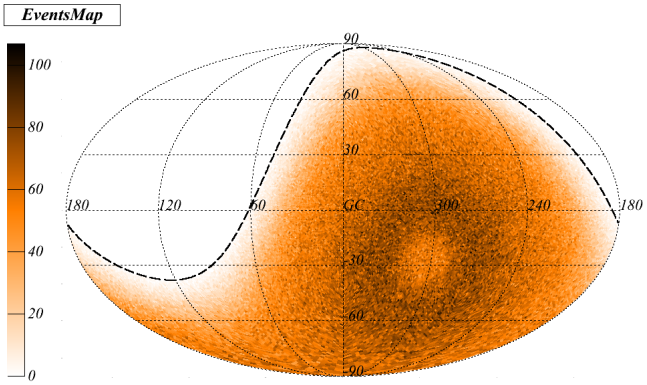
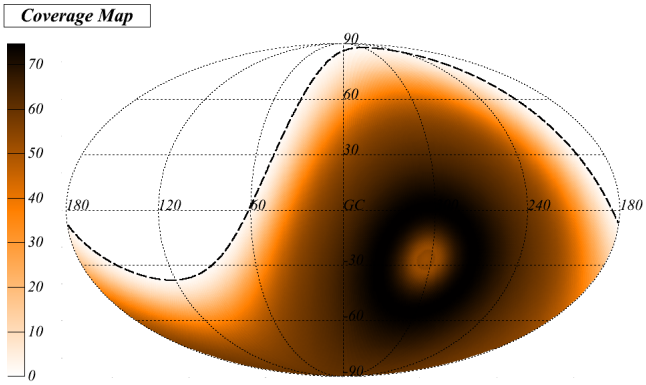


FIGURE 3.6 – *Distribution zénithale normalisée des événements du SD entre le* 01/01/2004 *et le* 31/10/2010 *et tels que* $E \leqslant 2$ *EeV et* $\theta \leqslant 60^\circ$. *Elle ne peut pas être fittée avec une fonction d'acceptance saturée en* $\cos\theta \sin\theta$ *car il s'agit ici des basses énergies (l'acceptance du SD est saturée au-dessus de* 3 *EeV). La courbe rouge est de type Fermi-Dirac modulée par* $\cos\theta \sin\theta$ *et des polynômes en* θ.

La carte de couverture obtenue à partir de ces événements, en ne prenant en compte que la distribution zénithale de la FIG. 3.6 et donc en négligeant la modulation azimuthale est montrée dans la FIG. 3.7(b). Si l'on prend en compte la modulation azimuthale, la carte de couverture obtenue est présentée dans la FIG. 3.8(a). La différence entre les deux cartes de couvertures est visible dans la FIG. 3.8(b). L'effet est maximal dans la direction du pôle sud équatorial, ce qui est normal car cette région du ciel correspond à de grands angles zénithaux pour lesquels la modulation en azimuth est maximale. On voit que la

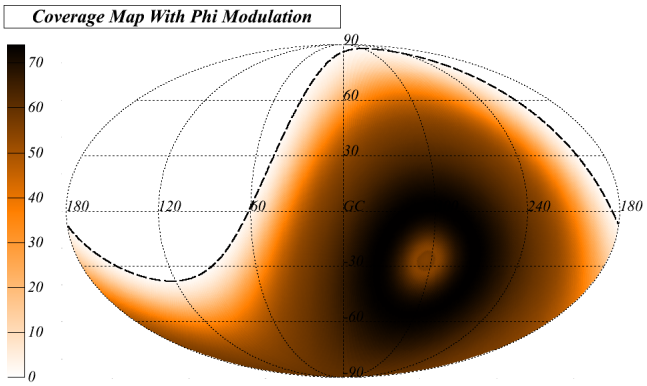


(a) *Carte du ciel des événements.*

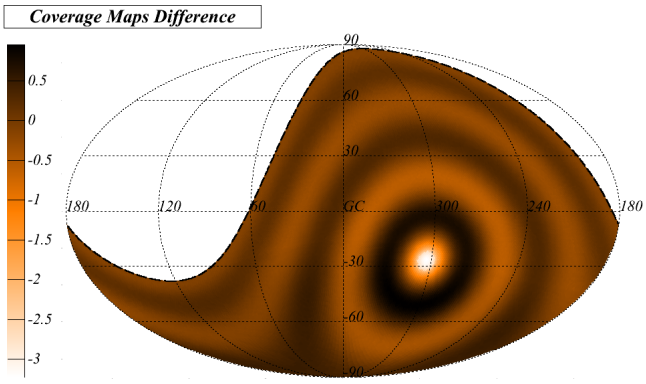


(b) *Carte de couverture sans modulation azimuthale.*

FIGURE 3.7 – *Carte du ciel des événements et couverture estimée sans modulation azimuthale. Les cartes sont en coordonnées galactiques.*



(a) *Carte de couverture avec modulation azimuthale.*



(b) *Différence des cartes de couverture* FIG. *3.7(b)*-FIG. *3.8(a).*

FIGURE 3.8 – *Couverture estimée en prenant en compte la modulation zénithale.*

non prise en compte de la modulation azimuthale induit des structures à grande échelle angulaire, c'est pour cette raison que la correction doit être faite pour rechercher les anisotropies à grande échelle angulaire, au niveau de quelques pourcents. Nous avons intégré cette modulation azimuthale au calcul de la carte de couverture en 2007, lors d'une visite d'une semaine de Benjamin à Nantes.

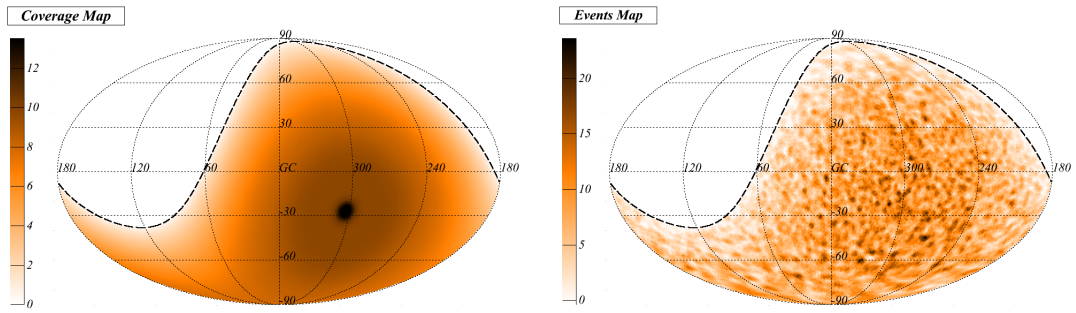
3.3.3 Recherche d'anisotropies à petite échelle angulaire

Dans cette section, je ne considère que les gerbes détectées au-delà de 3 EeV, quand le SD est saturé. Le calcul de la carte de couverture est alors plus simple, la distribution zénithale est en $\cos\theta \sin\theta$ et $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\phi$ est constante, aucune modulation azimuthale n'est à prendre en compte.

On peut chercher des anisotropies de deux façons différentes : soit s'intéresser a priori à des sources potentiellement intéressantes, déjà identifiées, comme Centaurus A par exemple, qui est une galaxie active située à seulement 4 Mpc de nous. Comme nous l'avons vu dans la section 3.3.1 page 80, pour ce genre de sources, nous avons une liste de paramètres prédéfinis (échelle angulaire, probabilité seuil...). Une autre ap-

proche consiste à faire une recherche aveugle afin de détecter des excès significatifs d'événements sur le ciel. Une telle observation mettrait en évidence une source potentielle. Le nombre de rayons cosmiques en provenance d'une région du ciel donnée (à une certaine échelle donnée) suit une loi de Poisson. Dans un lot de données fixé, il est probable d'avoir des excès à plusieurs sigmas mais ce n'est pas pour autant que l'excès est significatif car comme la recherche est aveugle, on augmente de façon importante les cas favorables ce qui réduit la significance de l'excès. Pour s'affranchir de cet effet purement statistique, l'observation d'un excès dans une direction du ciel doit d'abord faire l'objet d'une prescription : on garde de côté les coordonnées de la direction incriminée dans le ciel ainsi que la date du dernier événement utilisé qui a permis de découvrir l'excès. À partir de ce moment on accumule à nouveau des données pendant un certain intervalle de temps et si l'excès persiste avec le temps c'est que la détection est réelle.

Dans un premier temps, il convient de faire une carte des excès en se fixant une échelle angulaire, 2° par exemple. Prenons les données du SD telles que $E \geqslant 5$ EeV, $\theta \leqslant 60°$, entre le 1er janvier 2004 et le 31 octobre 2010. On a un total de 15359 évévenements répondant à ces critères. La Fig. 3.9 montre la couverture du ciel en supposant que la distribution est isotrope, en coordonnées galactiques. La figure de droite correspond à la carte observée. La carte de significance s'obtient en comparant dans une direction

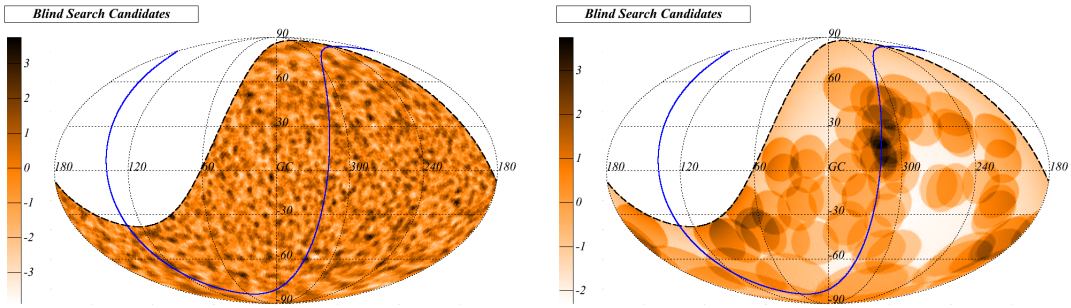


(a) *Carte de couverture calculée en coordonnées galactiques.*

(b) *Carte du ciel observée.*

Figure 3.9 – *Carte de couverture et carte du ciel pour $E \geqslant 5$ EeV.*

donnée le nombre total d'événements N_{obs} observés dans une fenêtre de 2° au nombre attendus N_{exp} en intégrant la carte de couverture dans la même fenêtre angulaire. La significance est calculée selon la statistique de Li & Ma. Comme on calcule la significance dans chaque direction du ciel, on peut faire une carte du ciel des significances comme on peut le voir Fig. 3.10(a). La Fig. 3.10(b) est la carte des significances pour $E \geqslant 55$ EeV pour une échelle angulaire de 15°. La distribution de ces significances est présentée dans la Fig. 3.11. Même si dans les données certaines directions présentent des excès à plus de 3σ, ce n'est pas pour autant que des sources sont découvertes. En effet, même si la distribution des rayons cosmiques sur le ciel était parfaitement isotrope, un certain nombre de directions dans le ciel doivent apparaître avec des excès à plus de 3σ. En 2005, j'avais présenté à l'ICRC à Pune les résultats de cette recherche aveugle dans certains intervalles d'énergie et certaines échelles angulaires. Plus récemment, j'ai fait une recherche systématique des excès en faisant varier continûment le seuil en énergie E_{th} et la fenêtre angulaire α. Pour chaque combinaison (E_{th}, α), je calcule la carte de significances des données, j'en déduis la valeur maximale σ_{max} des significances que j'associe à la combinaison (E_{th}, α). On peut donc obtenir les significances maximales dans le plan (E_{th}, α), c'est ce qui est représenté dans la Fig. 3.12. En observant ce résultat, on peut



(a) *Carte des significances pour le lot pris en exemple, avec $E \geqslant 5$ EeV.*

(b) *Carte des significances pour $E \geqslant 55$ EeV (correspondant à la découverte de la corrélation avec les AGNs), pour une échelle angulaire de 15°. On aperçoit l'excès dans la direction de Centaurus A, voir également page 25.*

FIGURE 3.10 – *Cartes du ciel des significances au sens de Li & Ma, obtenues pour deux lots de données et échelles angulaires différents.*

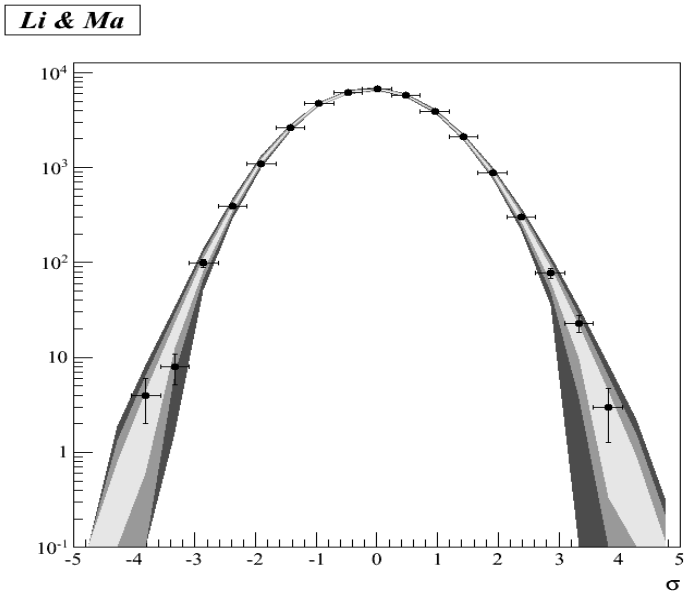


FIGURE 3.11 – *Distribution des significances Li & Ma de la carte présentée dans la* FIG. *3.10. Les données sont représentées par les points noirs. Les zones grises correspondent aux contours à 1, 2 et 3 σ obtenus en supposant que la distribution des rayons cosmiques est isotrope. Les excès observés sont compatibles avec ce que l'on peut attendre d'une distribution isotrope des rayons cosmiques.*

s'intéresser de plus près aux régions $R_1 = (84\ \text{EeV}, 4.4°)$ et $R_2 = (3\ \text{EeV}, 19.4°)$ qui ont pour significance maximale $\sigma_{\max} = 4.8$ et $\sigma_{\max} = 5.1$ respectivement. Il s'avère que R_1 correspond à un triplet d'événements (à ces énergies le nombre d'événements est très faible) et cet excès n'est d'une part pas significatif et d'autre part sa significance a décru ces derniers mois. La région R_2 est à une énergie seuil qui demande à prendre en compte les corrections météo [108] et géomagnétiques [115]. La couverture calculée en corrigeant de ces effets mène à une significance plus faible après correction.

Un papier est en préparation dans la collaboration Auger sur la recherche aveugle de sources. J'en suis l'un des responsables en association avec Raffaella Bonino et Diego Harari.

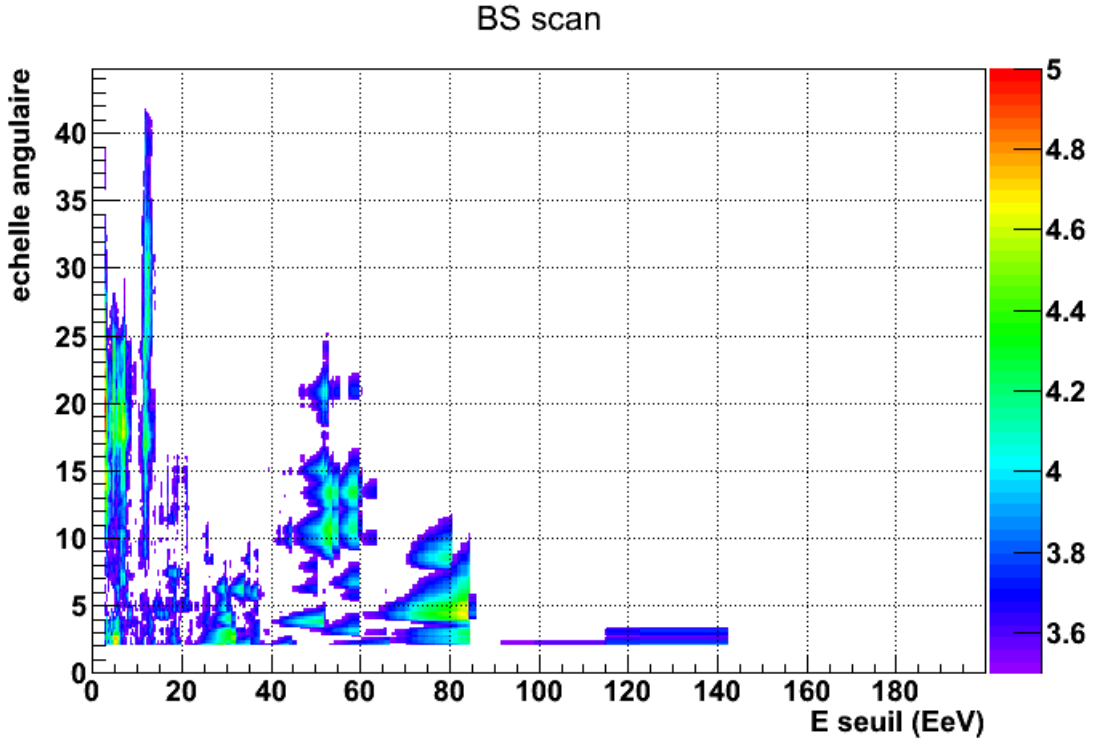


FIGURE 3.12 – *Résultats du scan des données en faisant varier l'énergie seuil et la fenêtre angulaire, pour des significances comprises entre* 3.5 *et* 5.

3.3.4 Comparaison avec la méthode de scrambling

Dans le passé, on calculait habituellement la carte de couverture à partir des données en échangeant certaines variables (par exemple temps d'arrivée) entre les événements, c'est ce que l'on appelle la méthode de scrambling. On génère ainsi de faux ensembles d'événements qui permettent de reproduire partiellement les effets d'acceptance (que l'on cherche à supprimer) sans trop absorber la modulation du nombre d'événements qui serait due à une anisotropie sur le ciel (que l'on cherche à détecter). Cette façon de faire préserve exactement certaines distributions, est très facile à implémenter mais a l'inconvénient d'avoir une précision limitée (qui est liée au nombre de gerbes détectées, ce problème est donc particulièrement sensible à haute énergie). L'avantage de la méthode que nous avons mise au point et que j'ai précédemment présentée dans la section 3.3.2 est d'utiliser des fits des distributions utilisées (diminution du bruit statistique) mais également la possibilité d'intégrer des modèles d'acceptance déduits de notre connaissance du détecteur, comme les effets météo ou azimuthaux comme vu précédemment. Dans la note interne [116], nous avons démontré que notre méthode de calcul de couverture est celle qui donne les meilleurs résultats.

3.3.5 Le Coverage and Anisotropy Toolkit

Dans ce chapitre, je n'ai présenté qu'un exemple de recherche d'anisotropies. Nous (Benjamin Rouillé d'Orfeuil, Jean-Christophe Hamilton, Clémentina Medina et moi-même) avons développé une librairie de calcul assez complète permettant de calculer diverses quantités indispensables pour étudier les anisotropies en utilisant différentes méthodes :

– calcul de la carte de couverte, en intégrant les effets météo, taille variable du SD,

acceptance dépendant de l'azimuth, acceptance dépendant du temps, acceptance zénithale non saturée...
- calcul de la carte de significance au sens de la statistique de Li & Ma ;
- calcul de la fonction d'autocorrélation à 2 points ;
- spectre de puissance angulaire (C_ℓ) de la carte du ciel, y compris en cas de couverture partielle et non-uniforme du ciel ;
- recherche de modulation dipolaire ;
- analyse de Rayleigh ;
- corrélation avec des catalogues de sources identifiées ;
- simulation d'événements selon un modèle d'acceptance quelconque.

Parmi ces méthodes, nous en avons développé une particulièrement originale, en association avec Olivier Deligny, Antoine Letessier-Selvon et Éric Armengaud : c'est celle basée sur le spectre de puissance angulaire C_ℓ qui a fait l'objet d'un article [117].

3.4 Article

Je présente dans cette section le compte-rendu [118] de la conférence ICRC 2005, en Inde à Pune. J'avais alors présenté les premiers résultats de recherche aveugle sur les 5 premiers mois de données d'Auger.

arXiv:astro-ph/0507600v1 26 Jul 2005

29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) **00**, 101–106

Search for localized excess fluxes in Auger sky maps and prescription results

Pierre Auger Collaboration
Pierre Auger Observatory, av. San Martín Norte 304, (5613) Malargüe, Argentina
Presenter: B. Revenu (revenu@iap.fr), fra-revenu-B-abs1-he14-oral

Using the first surface detector data of the Pierre Auger Observatory, we present the results of a blind search for overdensities in the cosmic ray flux with respect to isotropic expectations. We consider two energy bands: 1 EeV $\leqslant E \leqslant$ 5 EeV and $E \geqslant$ 5 EeV at two angular scales: 5° and 15°. We also report the results of searches for excesses in target directions already defined in a set of prescriptions presented at the ICRC in 2003. Both analyses give results that are compatible with isotropy.

1. Introduction

Since the beginning of the year 2004, the Pierre Auger Observatory has achieved a long period of stable data acquisition which has allowed systematic data analysis. One of the main scientific goals of the experiment is the study of the arrival directions of cosmic rays. Statistically significant deviations from isotropy would give valuable information on cosmic rays sources. The AGASA [1] and SUGAR [2] experiments have reported excesses in directions close to the galactic center within a limited energy range. In this article, we will focus on a blind search over the whole sky and on targeted searches as defined in the prescription presented at the ICRC in 2003 (see [3]). To detect an excess of events coming from any particular region of the sky, we have to compare the observed number of events with that expected from an isotropic flux of cosmic rays, taking into account the relative exposure of the different sky directions. The significance of the resulting excess and deficit map has to be determined and the distribution of significances has to be compared with that obtained for a large number of isotropic simulations.

2. The dataset

We are considering the surface detector data only, without making use of fluorescence data and without using a constant intensity cut as it is done in the spectrum paper (see [4]) and in the Galactic center studies paper (see [5]).

In the prescription, the data period is defined as the time interval between 8 August 2003 to 16 May 2004. In this work, because of some trigger instability, we use actually data from 1 January 2004 to 16 May 2004. This represents 6046 events with zenith angles within 60° of vertical and that have passed all quality reconstruction cuts. The angular accuracy is always smaller than 2.2° (see [6]) allowing us to search for fluctuations on scales of a few degrees. For the blind search, we use the data from 1 January 2004 to 11 May 2005 with the same cuts on zenith angle and quality criteria. We have 30548 events, 29073 in the range 1 EeV $\leqslant E \leqslant$ 5 EeV and 1475 above 5 EeV. The energy of 5 EeV corresponds approximately to the ankle in the cosmic ray spectrum, which may represent the transition from a galactic to extragalactic component. We choose to explore the data in angular scales of 5° and 15° radius since excess events from point sources may have arrival directions spread

2

by intervening magnetic fields and because the statistics is still not that large to justify a blind search at the scale of our angular resolution.

3. Methods

3.1 Coverage map

The coverage map gives the relative number of expected events arriving to the detector from any direction in the sky for an isotropic incoming CR flux. Various methods exist to estimate it, such as the shuffling method consisting of exchanging arrival times and azimuths of real events to generate fake data sets that are averaged on the sky to obtain the coverage map. There is the semi-analytic one based on a smooth fit of the zenith angle distribution of the real events. The semi-analytic method takes into account the geometrical acceptance modulation, the zenith angle cutoff and the right-ascension modulation due to the non uniformity of the surface detector deployment and running. These methods are discussed in [7]. Note that for small angular scales both methods lead to comparable results since the error induced is always smaller than the Poisson noise of the event sample.

In Fig. 1 we present the sky coverage map (left) and the actual events map (right) for the energy range [1-5] EeV smoothed with a top-hat [1] beam of radius 5°. We use the Healpix [8] pixellisation of the sphere.

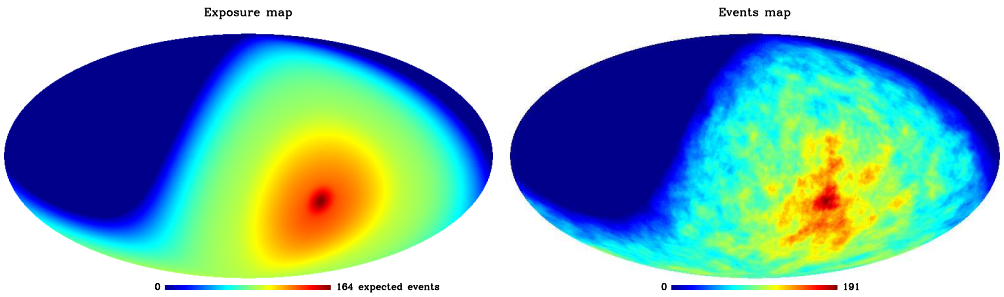


Figure 1. Left: semi-analytic Auger south sky coverage in the energy range [1-5] EeV. Right: real event map. The two sky maps are in galactic coordinates.

The coverage map depends on the energy range. The appropriate map is used for each particular search, either blind search for a particular energy range or prescription search.

3.2 The significance map

For each pixel of the sky, we compute the number of expected events integrating the semi-analytical coverage map in a given window (top-hat, gaussian...) centered on this pixel. Then the signal is

[1] Selects data satisfying $\arccos(\hat{\mathbf{n}}_\mathbf{w} \cdot \hat{\mathbf{n}}_\mathbf{d}) \leqslant \alpha$ where $\hat{\mathbf{n}}_\mathbf{w}$ is the direction of the center of the window and $\hat{\mathbf{n}}_\mathbf{d}$ is the direction of the data and α is the radius of the window.

obtained by applying the same filtering but on the event map. The significance of the signal with respect to the expected background is computed following [9] in the case of a top-hat window and will be referred hereafter by the expression : "Li-Ma significance".

4. Blind search for overdensities

In order to see if the largest overdensities found are compatible with those expected from an isotropic CR flux, we compare the distribution of the significances obtained with those obtained for a large number of isotropic Monte Carlo simulations. These distributions are shown in Fig. 2. The shaded areas correspond to the 1 σ dispersion of the isotropic simulations. In all the cases the distribution is consistent with isotropic expectations.

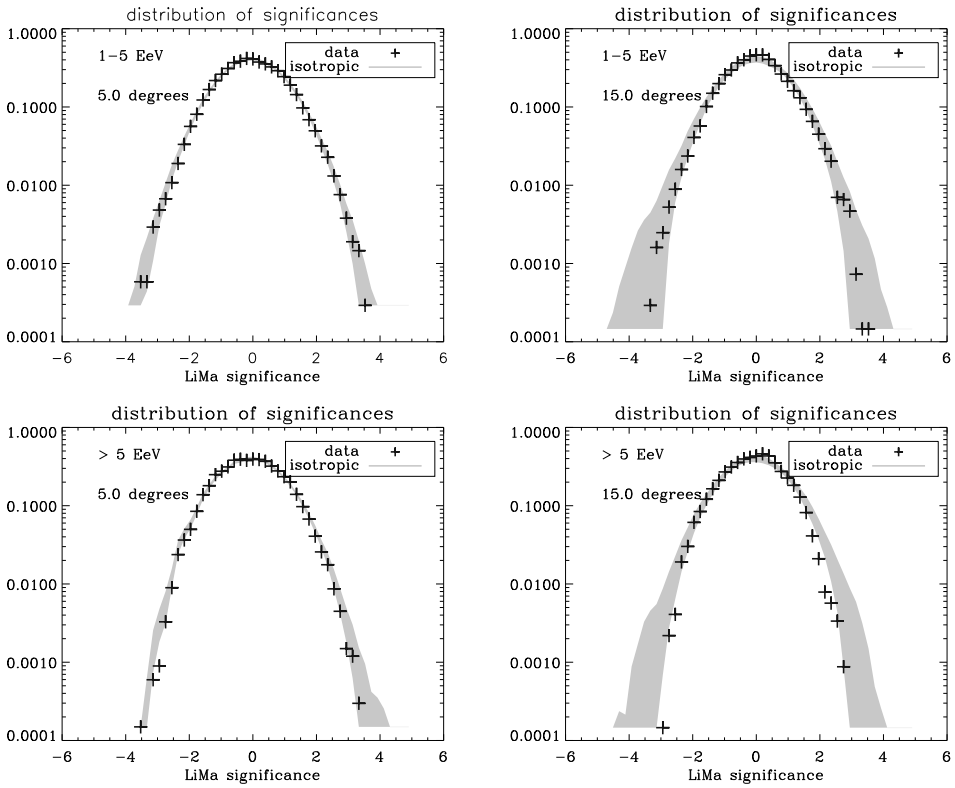


Figure 2. Li-Ma significance distributions for angular scales of 5° and 15° for 1 EeV $\leqslant E \leqslant$ 5 EeV and $E \geqslant$ 5 EeV. The number of density fluctuations at a given significance level is compatible with what we expect from isotropic simulated sky (shaded region).

4

5. Prescription results

At the 2003 ICRC, the Pierre Auger Collaboration presented a prescription in order to properly compute the probability for a local anisotropy to be compatible with isotropic expectations. Please refer to [3] for the detail. This procedure avoids uncertainties coming from the "penalty factors" due to **a posteriori** probability estimations, which can overestimate the significance of a source candidate.

The prescription targets are the galactic center and the AGASA-SUGAR location for the low energy data. For the highest energy events, targets are three nearby violent extragalactic objects: NGC0253, NGC3256 and Centaurus A.

The properties of the prescription targets and the results are shown in Table 1.

Target	$\ell(^\circ)$	$b(^\circ)$	Radius	$\log(E/\mathrm{EeV})$	Found	Exp.	Prob	Req. Prob
GC 1	0.00	0.00	15°	$\geqslant 18$	155	167.3	-	0.0035
GC 2	0.00	0.00	Point (2°)	$18 - 18.5$	2	2.5	-	0.00025
AGASA SUGAR	7.00	0.00	Point (2°)	$18 - 18.5$	3	2.69	0.43	0.00025
NGC0253	88.92	-87.80	5°	$\geqslant 19.5$	0	0.01	-	0.00005
NGC3256	277.56	11.49	5°	$\geqslant 19.5$	0	0.01	-	0.00005
Centaurus A	309.43	19.44	5°	$\geqslant 19.5$	0	0.01	-	0.00005

Table 1. Results for the ICRC 2003 prescription with the dataset defined in section 2. Columns are: target name, galactic longitude, galactic latitude, radius of the top-hat window, energy range, observed number of events, expected number of events, probability associated to the Li-Ma significance, required probability level for positive detection. The probability is not computed in case of a deficit of events with respect to the background expectations.

It can be seen that none of the prescription targets leads to a positive detection. No excess is found from the Galactic Center region (see [5] for a complete analysis).

6. Conclusion

We have presented searches for localized excesses in the first Auger sky maps, with an unprecedented accumulated statistics at ultra-high energies in the Southern hemisphere. Blind source searches did not reveal any remarkable excess in any of the two energy bands 1 EeV $\leqslant E \leqslant$ 5 EeV and $E \geqslant 5$ EeV. We presented the results of the prescription which had been set in 2003 for the first Auger dataset. None of the prescribed targets leads to a significant excess. Studies are underway on larger datasets.

References

[1] N. Hayashida *et al*, Astroparticle Physics 10, 303 (1999)
[2] J.A. Bellido *et al*, Astroparticle Physics 15, 167 (2001)
[3] R. Clay, proceedings of the 28th ICRC, `astro-ph/0308494` (2003)
[4] P. Sommers, Pierre Auger Coll., Proc. 29th ICRC, 2005, usa-sommers-P-he14-oral
[5] A. Letessier-S., Pierre Auger Coll., Proc. 29th ICRC, 2005, fra-letessier-selvon-A-abs1-he14-oral
[6] C.Bonifazi, Pierre Auger Coll., Proc. 29th ICRC, 2005, bra-bonifazi-C-abs1-he14-oral
[7] J.-Ch. Hamilton, Pierre Auger Coll., Proc. 29th ICRC, 2005, fra-hamilton-JC-abs1-he14-oral
[8] K.M. Gorski *et al*, Proc. MPA/ESO Cosmology Conf. Garching, (1998)
[9] T-P. Li and Y-Q. Ma: ApJ **272**, 317-324 (1983)

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, j'ai présenté l'essentiel de mon activité liée à Auger jusqu'à mon arrivée à SUBATECH en janvier 2006. J'ai pu travailler sur divers aspects de cet immense observatoire, allant du traitement de données de bas niveau (le monitoring) jusqu'à l'analyse en bout de chaîne comme ici la recherche d'anisotropies sur le ciel, en passant par la reconstruction des événements du SD.

Je suis resté quelques années chercheur associé à l'APC ce qui m'a permis de rester membre de la collaboration Auger et de faciliter l'entrée SUBATECH dans Auger en novembre 2008. J'ai découvert les rayons cosmiques sous un nouveau jour en arrivant dans le groupe astro de SUBATECH, via la détection radio des gerbes atmosphériques. Le chapitre suivant détaille la recherche que j'ai menée dans ce domaine depuis lors.

Analyse des données radio 4

Sommaire

4.1 Performances des détecteurs radio . . . 97
4.1.1 Déconvolution de la réponse d'antenne . . . 97
4.1.2 Résolution angulaire, inter-calibration, reconstruction sphérique . . . 100
4.1.3 Sensibilité aux facteurs météo . . . 103
4.1.4 Efficacité de détection . . . 104
4.2 Acquisition de données, méthodes . . . 105
4.2.1 Trigger central d'AERA . . . 105
4.2.2 Coïncidences AERA/SD/FD . . . 111
4.2.3 Sélection locale d'événements . . . 113
4.2.4 Reconstruction de l'azimuth avec une seule station radio . . . 122
4.3 Test on data . . . 125
4.3.1 Analysis . . . 125
4.4 Résultats de physique de la gerbe . . . 128
4.4.1 Mécanismes d'émission : effet géomagnétique . . . 128
4.4.2 Mécanismes d'émission : l'excès de charge . . . 129
4.4.3 Corrélation champ électrique/énergie du primaire . . . 133
4.5 Articles . . . 137
Conclusion . . . 192

Dans ce (gros) chapitre, je présente les travaux réalisés depuis 2006 sur l'exploitation de la technique de détection radio des gerbes atmosphériques dans les expériences CODALEMA et Auger. C'est dans ce chapitre que se trouve l'essentiel de mon activité de recherche de ces 5 dernières années.

La section 4.1 est consacrée aux méthodes d'analyse que j'ai explorées. Ces méthodes ont permis d'estimer les performances des détecteurs radio utilisés et consécutivement de faire en sorte que l'antenne développée à SUBATECH soit choisie pour l'expérience AERA. Dans cette section, nous présentons la technique de déconvolution de la réponse d'antenne, l'estimation de la résolution angulaire ainsi qu'une méthode originale de calibration basée sur le signal des avions en transit. La capacité des détecteurs à reconstruire la position de la source en 3D est quantifée, en fonction de divers paramètres tels que la résolution temporelle, la distance à la source et la précision du positionnement des détecteurs au sol. J'aborderai également l'influence des facteurs externes (non liés à l'instrumentation en elle-même) tels que l'influence des propriétés électromagnétiques

du sol ainsi que les conditions météo sur la mesure du champ électrique. L'efficacité de détection de l'expérience RAugerI a été étudiée et les résultats sont présentés.

Une partie importante des années 2011 et 2012 était dédiée à ma co-responsabilité de l'équipe "acquisition de données" (groupe DAQ) dans l'expérience AERA. Je suis en particulier responsable de l'écriture du code de l'algorithme de T3 (radio) qui, à partir des T2 envoyés par les 24 stations de la phase I d'AERA (voir section 1.3.2 pour une description plus complète), doit sélectionner les événements potentiellement intéressants, notamment ceux produits par les gerbes atmoshériques. Je décris cette activité dans la section 4.2 ainsi que les performances de T3 actuellement utilisé en Argentine. À partir des premières données d'AERA, je démontre dans la section 4.2.2 la validité des coïncidences avec le SD. Une méthode de sélection des événements au niveau d'une seule station est décrite. Le but de cette sélection est de supprimer la grande majorité des événements enregistrés qui sont principalement dus à du bruit anthropique et qui compliquent l'analyse et la recherche a posteriori des signaux dus aux gerbes atmosphériques. On pourra imaginer dans le futur implémenter une nouvelle méthode d'estimation de l'azimuth de la gerbe en utilisant les données que d'une seule station, à condition d'avoir les mesures dans deux polarisations (ce qui est le cas pour RAugerII et AERA notamment).

Je présente dans la section 4.4 les résultats de mes analyses obtenus avec les données de CODALEMAII, RAugerI, RAugerII. Dans cette partie, les contraintes récentes sur les mécanismes d'émission, ainsi que la corrélation observée du champ électrique avec le rayon cosmique primaire sont présentées. Ces derniers résultats ont fait l'objet de communications orales à des conférences récentes ainsi qu'à des publications.

Enfin, la section 4.5 contient quelques notes internes à la collaboration Auger récentes et significatives et des articles, écrits entre 2007 et 2012.

4.1 Performances des détecteurs radio

Il est indispensable d'avoir une bonne connaissance du détecteur radio utilisé afin d'être capable de mesurer le champ électrique reçu. Plusieurs facteurs peuvent influer sur la mesure, une fois choisie la bande de fréquence d'intérêt ; il peut s'agir de facteurs internes, liés à l'antenne elle-même :

- sa forme mécanique ;
- sa réponse en fréquence ;
- sa réponse directionnelle ;
- sa sensibilité,

ou au choix de l'amplificateur bas bruit (le LNA) que nous avons déjà évoqué page 42. Des facteurs externes jouent également un rôle important : les caractéristiques du sol (décrit par sa conductivité σ et sa constante diélectrique relative ε_r) ainsi que les conditions météo au moment de la détection.

Dans cette section, j'aborde également une méthode originale basée sur le signal émis par les avions. L'étude de ce signal m'a permis d'estimer la résolution angulaire avec CODALEMAII ou RAugerII, en mode impulsionnel (contrairement à ce que l'on pouvait faire en exploitant les éruptions solaires). C'est également un moyen simple, précis, gratuit et régulier (plusieurs avions par semaine) d'inter-calibrer les stations radio.

4.1.1 Déconvolution de la réponse d'antenne

Le signal reçu par une antenne dépend fortement de la direction d'arrivée de l'onde. On connaît bien ce phénomène avec les récepteurs radio FM qui peuvent ne plus capter la station de son choix jusqu'à ce que l'on déplace l'antenne réceptrice et que l'on retrouve le signal. C'est, en partie, la notion de lobe d'antenne qui permet de quantifier cette perturbation. Je présente la théorie de la réponse d'antenne. Il s'agit d'une note rédigée en collaboration avec Didier Charrier. Cette note est récente (mars 2012).

Émission du champ selon 4NEC2 Le logiciel libre 4NEC2 [119] utilise les coordonnées sphériques dans la base $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ définies par rapport à un repère cartésien $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ fixe. Il fonctionne en décrivant une antenne (dipôle par exemple) dans lequel circule un courant sinusoïdal d'amplitude 1 A et de fréquence f. L'antenne est considérée comme un émetteur et le champ électrique $\vec{E}(f, R, \theta, \phi)$ émis par l'antenne et reçu au point (R, θ, ϕ) à une distance R est calculé dans toutes les directions. La distance de référence R est supposée grande devant les dimensions de l'antenne et devant la longueur d'onde : l'approximation de champ lointain est donc justifiée et le champ électrique résultant ne dépend pas de $\vec{e}_r$ et il n'y a pas de dépendance directe en R, d'où :

$$\vec{E}(f, R, \theta, \phi) = E_\theta(f, \theta, \phi)\, \vec{e}_\theta + E_\phi(f, \theta, \phi)\, \vec{e}_\phi.$$

Ce sont ces deux quantités $E_\theta(f, \theta, \phi)$ et $E_\phi(f, \theta, \phi)$ que calcule 4NEC2. Les vecteurs de base (mêmes conventions que 4NEC2) sont donnés par :

$$\vec{e}_r = \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\phi \\ \sin\theta\sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_\theta = \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\phi \\ \cos\theta\sin\phi \\ -\sin\theta \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_\phi = \begin{pmatrix} -\sin\phi \\ \cos\phi \\ 0 \end{pmatrix}$$

Caractéristiques du radiateur Dans nos expériences, le radiateur n'est jamais seul, il est couplé à son LNA de sorte que le schéma électrique résultant peut être décrit par une impédance d'antenne (radiateur) Z_a couplée à l'impédance d'entrée du LNA Z_{in}

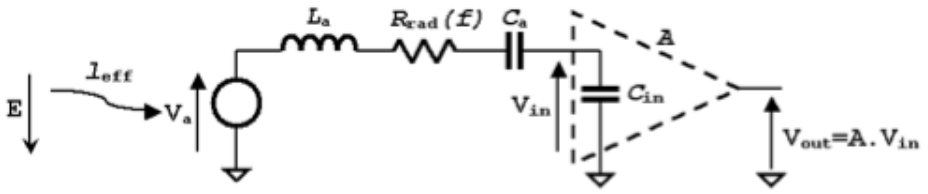


FIGURE 4.1 – *Exemple de schéma électrique équivalent du radiateur de type dipôle court (utilisé dans CODALEMAII et RAugerI) et de son LNA, symbolisé par le composant A.*

(voir FIG. 4.1). Le champ électrique produit par le rayon cosmique génère un déplacement de charges dans le métal constituant le radiateur lui-même couplé au LNA. Une différence de potentiel apparaît ce qui constitue le signal mesuré. Le problème est d'estimer le champ électrique dû au rayon cosmique à partir de la mesure de différence de potentiel en sortie du LNA.

Cette conversion de V vers E se fait à l'aide des fonctions de transfert qui sont directement reliées aux fonctions $E_\theta(f, R, \theta, \phi)$ et $E_\phi(f, \theta, \phi)$. Ces fonctions de transfert sont données par :

$$H_\theta(f, \theta, \phi) = \frac{2\, c\, E_\theta(f, R, \theta, \phi)}{Z_0\, f}\, \frac{Z_{\rm in}}{Z_{\rm in} + Z_{\rm a}}$$
$$H_\phi(f, \theta, \phi) = \frac{2\, c\, E_\phi(f, R, \theta, \phi)}{Z_0\, f}\, \frac{Z_{\rm in}}{Z_{\rm in} + Z_{\rm a}},$$

E_θ et E_ϕ étant fournis par 4NEC2.

Pour la suite, quelques notations : $V_m^i(t)$ est la différence de potentiel mesurée par une station dans la polarisation i en fonction du temps. $\vec{E}_{\rm CR}$ est le champ électrique produit par le rayon cosmique. On note $\mathcal{F}(X)$ la transformée de Fourier rapide (FFT) de X.

Dans l'espace de Fourier, la mesure faite en sortie du LNA est reliée au champ électrique du rayon cosmique par la relation :

$$\mathcal{F}(V_m^i) = H_\theta^i(f, \theta, \phi)\, \mathcal{F}(E_{\theta,\rm CR}) + H_\phi^i(f, \theta, \phi)\, \mathcal{F}(E_{\phi,\rm CR}) = H_\theta^i\, \mathcal{F}(E_{\theta,\rm CR}) + H_\phi^i\, \mathcal{F}(E_{\phi,\rm CR}).$$

On voit d'ores et déjà qu'il est impossible d'estimer le champ électrique du rayon cosmique à partir d'une mesure de signal (V_m^i) dans une seule polarisation. Le fait d'avoir deux fonctions $H_{\theta,\phi}$ sur les deux directions $\vec{e}_\theta$ et $\vec{e}_\phi$ empêche de définir une notion unique de longueur effective. Par contre, si l'on a accès au signal dans deux polarisations i et j, i étant selon $\vec{x}$=EW et j selon $\vec{y}$=NS alors on peut tout calculer. En effet, on a dans ce cas :

$$\mathcal{F}(V_m^i) = H_\theta^i\, \mathcal{F}(E_{\theta,\rm CR}) + H_\phi^i\, \mathcal{F}(E_{\phi,\rm CR})$$
$$\mathcal{F}(V_m^j) = H_\theta^j\, \mathcal{F}(E_{\theta,\rm CR}) + H_\phi^j\, \mathcal{F}(E_{\phi,\rm CR})$$

et donc par inversion :

$$\mathcal{F}(E_{\theta,\rm CR}) = \frac{H_\phi^j\, \mathcal{F}(V_m^i) - H_\phi^i\, \mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\, H_\theta^i - H_\phi^i\, H_\theta^j}$$
$$\mathcal{F}(E_{\phi,\rm CR}) = -\frac{H_\theta^j\, \mathcal{F}(V_m^i) - H_\theta^i\, \mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\, H_\theta^i - H_\phi^i\, H_\theta^j}$$

Au final, le champ électrique dû au rayon cosmique est décrit par les deux composantes :

$$E_{\theta,\mathrm{CR}}(t) = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(E_{\theta,\mathrm{CR}})]$$
$$E_{\phi,\mathrm{CR}}(t) = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(E_{\phi,\mathrm{CR}})].$$

Le champ total dépend donc des mesures faites sur les deux polarisations i et j. Si l'on préfère raisonner en champ électrique selon les axes i et j alors on a :

$$E_i(t) = \cos\theta\,\cos\phi\,E_{\theta,\mathrm{CR}}(t) - \sin\phi\,E_{\phi,\mathrm{CR}}(t)[+\sin\theta\,\cos\phi\,E_{r,\mathrm{CR}}(t)]$$
$$E_j(t) = \cos\theta\,\sin\phi\,E_{\theta,\mathrm{CR}}(t) + \cos\phi\,E_{\phi,\mathrm{CR}}(t)[+\sin\theta\,\sin\phi\,E_{r,\mathrm{CR}}(t)]$$
$$E_{\mathrm{vertical}}(t) = -\sin\theta\,E_{\theta,\mathrm{CR}}(t)[+\cos\theta\,E_{r,\mathrm{CR}}(t)].$$

Les termes pris entre "[ ]" étant a priori nuls, c'est toujours l'hypothèse de champ lointain dans laquelle le champ n'a pas de composante radiale.

En pratique Pour un événement donné, on connaît (θ,ϕ), la direction d'arrivée du cosmique. Pour cette direction spécifique, on utilise 4NEC2 pour obtenir les fonctions $E_\theta(f,R,\theta,\phi)$ et $E_\phi(f,\theta,\phi)$ dans la bande de fréquence qui nous intéresse, par exemple $[30-80]$ MHz. On a accès aux signaux temporels $V_m^i(t)$ et $V_m^j(t)$ après avoir converti les unités ADC en Volts. Le champ électrique dû au rayon cosmique dans les directions i et j sont :

$$E_i(t) = \cos\theta\,\cos\phi\,\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{H_\phi^j\,\mathcal{F}(V_m^i) - H_\phi^i\,\mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right) + \sin\phi\,\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{H_\theta^j\,\mathcal{F}(V_m^i) - H_\theta^i\,\mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right) \tag{4.1}$$

$$E_j(t) = \cos\theta\,\sin\phi\,\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{H_\phi^j\,\mathcal{F}(V_m^i) - H_\phi^i\,\mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right) - \cos\phi\,\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{H_\theta^j\,\mathcal{F}(V_m^i) - H_\theta^i\,\mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right) \tag{4.2}$$

$$E_{\mathrm{vertical}}(t) = -\sin\theta\,\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{H_\phi^j\,\mathcal{F}(V_m^i) - H_\phi^i\,\mathcal{F}(V_m^j)}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right). \tag{4.3}$$

Ce sont ces formules qui permettent une déconvolution complète de la réponse d'antenne. Exemple : si $\theta = 90^\circ$ (gerbe horizontale) $E_i \propto \sin\phi$ et $E_j \propto \cos\phi$ ce qui semble correct.

Implications En supposant que dans la bande du trigger les fonctions de transfert sont quasi-constantes alors elles peuvent être sorties des transformations de Fourier des Eq. 4.1, 4.2, et 4.3 qui se simplifient car on peut utiliser la relation $\mathcal{F}^{-1}\,\mathcal{F} = \mathbb{I}$ et donc :

$$E_i(t) = \left(\frac{\sin\phi\,H_\theta^j + \cos\theta\cos\phi\,H_\phi^j}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right)\,V_m^i - \left(\frac{\cos\theta\cos\phi\,H_\phi^i + \sin\phi\,H_\theta^i}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right)\,V_m^j$$
$$E_j(t) = \left(\frac{\cos\theta\sin\phi\,H_\phi^j - \cos\phi\,H_\theta^j}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right)\,V_m^i + \left(\frac{\cos\phi\,H_\theta^i - \cos\theta\sin\phi\,H_\phi^i}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\right)\,V_m^j$$
$$E_{\mathrm{vertical}}(t) = -\frac{\sin\theta\,H_\phi^j}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\,V_m^i + \frac{\sin\theta\,H_\phi^i}{H_\phi^j\,H_\theta^i - H_\phi^i\,H_\theta^j}\,V_m^j.$$

On voit qu'ici, un seuil sur $V_m^{i,j}$ correspond à un seuil sur $E_{i,j}$. Un seuil en tension sur la polarisation EW par exemple ne correspond pas seulement à un seuil sur le champ électrique dans la polarisation EW, mais influence également le seuil en polarisation NS. Il faut ensuite regarder de près la valeur des coefficients dépendant des (θ, ϕ). On voit aussi qu'un seuil sur V_m^i ou V_m^j donne un seuil différent sur E_i et E_j.

Comme précisé précédemment, le signal mesuré dépend également de l'état du sol sur lequel est posée l'antenne. Le sol est électriquement caractérisé par sa conductivité σ et sa constante diélectrique relative ε_r. Nous avons étudié l'influence de ces caractéristiques sur la réponse d'antenne. Didier a utilisé le logiciel 4NEC2 pour simuler cette réponse en faisant varier σ entre 9×10^{-4} S/m et 8×10^{-3} S/m comme mesuré dans [120] pour le sol présent dans la pampa Argentine. J'ai par la suite utilisé ces simulations pour calculer l'influence de ces variations sur la longueur effective d'antenne. Ce travail a été réalisé pour les antennes dipolaires utilisées dans RAugerI et CODALEMAII. Les résultats sont présentés dans l'article que l'on trouvera dans la section 4.5 page 161, avec comme titre "Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory".

4.1.2 Résolution angulaire, inter-calibration, reconstruction sphérique

Nous avons pu estimer la résolution angulaire de la technique radio en utilisant les données des antennes dipôles utilisées dans CODALEMAII. La plupart du temps, le réseau radio est déclenché par le réseau de scintillateurs. Il est cependant arrivé de faire quelques runs d'acquisition en trigger radio. Nous avons alors observé dans les données le transit d'avions au voisinage de l'observatoire de Nançay. Si l'on fait l'hypothèse que la trajectoire de l'avion est rectiligne, que sa vitesse est constante sur la durée du transit (qui dure entre 2 et 4 minutes) et que son altitude est aussi constante, alors il est possible de calculer la résolution angulaire et on obtient une résolution proche du demi-degré. Thibault Garçon a participé à cette étude. Par la suite, pour essayer de rechercher d'éventuelles erreurs systématiques de datation notamment dans CODALEMAII, j'ai fait des démarches pour accéder aux relevés radars des avions détectés. J'ai pour cela fourni à la DGAC (Direction Générale de l'Aviation Civile) les heures de passage précises des avions, leur cap et le lieu d'observation. Nous avons par ailleurs vu que 3 couloirs aériens (site web de la SIA [121]) passaient dans notre voisinage immédiat. Ces 3 couloirs se trouvent dans l'espace aérien supérieur Français, ce qui signifie qu'il s'agit bien d'avions de ligne et que nos hypothèses sur leur trajectoire et vitesse sont raisonnables. La DGAC nous a répondu [122, 123, 124, 125] en nous donnant les relevés des radars de Tours-Monthodon, Nevers-Le Télégraphe, Paris Sud-Palaiseau et Limoges-Blond situés à 126 km, 164 km, 173 km et 201 km respectivement. Adrien Loiret [126] a étudié ces traces et nos conclusions ont d'une part confirmé une résolution angulaire autour de 0.5° et d'autre part que les incertitudes sur les données radars n'ont pas permis de mettre en évidence une erreur systématique de datation dans CODALEMAII. Cependant, une étude complémentaire a pu être menée (par Jennifer Maller [127]) en utilisant les données radars, d'une façon inverse de ce qui est fait habituellement : on suppose que les données radars sont les vraies mesures de position $(\theta_{\text{radar}}, \phi_{\text{radar}})$ de l'avion et que la reconstruction de la position $(\theta_{\text{radio}}, \phi_{\text{radio}})$ à partir des données de CODALEMAII contient une erreur due à une méconnaissance des positions (x_i, y_i) au sol des dipôles. On peut estimer les erreurs $(\delta x_i, \delta y_i)$ à partir des différences entre $(\theta_{\text{radar}}, \phi_{\text{radar}})$ et $(\theta_{\text{radio}}, \phi_{\text{radio}})$. Là encore, aucune erreur significative de positionnement n'a été mise en évidence.

Une étude plus complète a été faite sur les données de RAugerII utilisant l'antenne

Butterfly. Je démontre dans cette étude que la résolution angulaire est de l'ordre de 0.5° ce qui est remarquable étant donné d'une part le faible bras de levier de 140 m dans cette expérience et d'autre part le très faible nombre de détecteurs (3). Comme nous avons de plus accès aux mesures sur les 2 polarisations, je démontre que l'on peut utiliser les signaux des avions pour inter-calibrer les détecteurs. Les résultats sont présentés dans la note interne que l'on trouvera dans la section 4.5 Là page 137 avec comme titre "Airplane signals detected by the RAuger radio stations : spectral and time domain characteristics, inter-calibration and polarization studies".

Reconstruction sphérique

Sous l'hypothèse d'un champ électrique émis sous la forme d'ondes sphériques par une source ponctuelle, il est possible de reconstruire la position de la source à partir de la connaissance de la position des détecteurs et du temps de passage de l'onde dans chacun d'eux. Il est intéressant de rechercher quelle précision on peut espérer atteindre en fonction de la précision sur la position des détecteurs ainsi que de la résolution temporelle sur le marquage en temps du passage de l'onde. Considérons une source située au point de coordonnées (x_e, y_e, z_e) et émettant une onde sphérique à l'instant t_e. Cette onde se déplace à la vitesse de la lumière c, elle est reçue par un ensemble de N détecteurs situés aux points de coordonnées (x_i, y_i, z_i) aux instants t_i. La méthode la plus directe consiste à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(t_i - t_e - \frac{\sqrt{(x_i - x_e)^2 + (y_i - y_e)^2 + (z_i - z_e)^2)}}{c} \right)^2$$

En minimisant ce χ^2, on peut retrouver les coordonnées de la source. Il s'agit ici d'une méthode non-linéaire.

Il existe une autre façon de résoudre le problème. En travaillant sur les différences de temps $(t_i - t_e)^2 - (t_j - t_e)^2$, on aboutit cette fois-ci à un χ^2 linéaire qui s'écrit :

$$\begin{aligned}\chi^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=i+1}^{N-1} \Bigg(& c^2 (t_i - t_j) \left(\frac{t_i + t_j}{2} - t_e \right) - (x_i - x_j) \left(\frac{x_i + x_j}{2} - x_e \right) \\ & - (y_i - y_j) \left(\frac{y_i + y_j}{2} - y_e \right) \\ & - (z_i - z_j) \left(\frac{z_i + z_j}{2} - z_e \right) \Bigg)^2\end{aligned}$$

et peut se mettre sous une forme matricielle donnée par :

$$M \begin{pmatrix} t_e \\ x_e \\ y_e \\ z_e \end{pmatrix} = D,$$

avec

$$M = \begin{bmatrix} -c^2 \sum_{ij} \Delta t_{ij}^2 & \sum_{ij} \Delta x_{ij} \Delta t_{ij} & \sum_{ij} \Delta y_{ij} \Delta t_{ij} & \sum_{ij} \Delta z_{ij} \Delta t_{ij} \\ -c^2 \sum_{ij} \Delta t_{ij} \Delta x_{ij} & \sum_{ij} \Delta x_{ij}^2 & \sum_{ij} \Delta y_{ij} \Delta x_{ij} & \sum_{ij} \Delta z_{ij} \Delta x_{ij} \\ -c^2 \sum_{ij} \Delta t_{ij} \Delta y_{ij} & \sum_{ij} \Delta x_{ij} \Delta y_{ij} & \sum_{ij} \Delta y_{ij}^2 & \sum_{ij} \Delta z_{ij} \Delta y_{ij} \\ -c^2 \sum_{ij} \Delta t_{ij} \Delta z_{ij} & \sum_{ij} \Delta x_{ij} \Delta z_{ij} & \sum_{ij} \Delta y_{ij} \Delta z_{ij} & \sum_{ij} \Delta z_{ij}^2 \end{bmatrix}$$

et

$$D = \begin{pmatrix} c^2 \sum_{ij} \Delta t_{ij}^2 M t_{ij} - \sum_{ij} \Delta t_{ij} k_{ij} \\ c^2 \sum_{ij} \Delta x_{ij} \Delta t_{ij} M t_{ij} - \sum_{ij} \Delta x_{ij} k_{ij} \\ c^2 \sum_{ij} \Delta y_{ij} \Delta t_{ij} M t_{ij} - \sum_{ij} \Delta y_{ij} k_{ij} \\ c^2 \sum_{ij} \Delta z_{ij} \Delta t_{ij} M t_{ij} - \sum_{ij} \Delta z_{ij} k_{ij} \end{pmatrix}$$

où

$$\sum_{ij} = \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=i+1}^{N-1} \text{ somme sur les paires}$$
$$\Delta t_{ij} = t_i - t_j \text{ et analogues pour } x, y, z$$
$$M t_{ij} = \frac{t_i + t_j}{2} - t_e \text{ et analogues pour } x, y, z$$
$$k_{ij} = \Delta x_{ij} M x_{ij} + \Delta y_{ij} M y_{ij} + \Delta z_{ij} M z_{ij}$$

Dans cette méthode, on constate que si les antennes sont toutes à la même altitude (par exemple), alors il est impossible d'estimer z_e car la dernière ligne et dernière colonne de la matrice M deviennent nulles. La paramètre z_e est dégénéré. Il est donc important d'avoir une bonne précision sur les positions des antennes.

Lors de son stage de M2, Jennifer a fait de nombreuses simulations pour étudier l'influence de :

- l'erreur en temps sur la datation ;
- l'erreur en x et y sur la position des antennes ;
- la position de la source $\mathbf{S}$,

sur la qualité de la reconstruction, pour le réseau d'AERA phase 1 (voir section 1.3.2 page 44). La position reconstruite de la source est notée $\tilde{\mathbf{S}}$. Pour les erreurs sur le temps, des erreurs gaussiennes de largeur σ_{time} allant de 1 ns à 10 ns ont été simulées. Des sources ont été simulées en grand nombre pour $\theta \in [0; 90^\circ]$ et $\phi \in [-180^\circ; 180^\circ]$. Les erreurs de positionnement des détecteurs ont été simulées selon des distributions gaussiennes de largeur σ_{pos} variable de 1 à 10 m. La qualité de la reconstruction est quantifiée par la valeur que prend la quantité $\delta = ||\mathbf{S} - \tilde{\mathbf{S}}||/||\mathbf{S}||$. La conclusion de ce travail est que l'on est capable d'estimer la position de la source à moins de 20% d'erreur ($\delta \leqslant 20\%$) si, en supposant les positions des antennes parfaitement connues :

- $\sigma_{\text{time}} \leqslant 2$ ns, pour une distance à la source de l'ordre de 20 km ;
- $\sigma_{\text{time}} \leqslant 4$ ns, pour une distance à la source de l'ordre de 15 km ;
- $\sigma_{\text{time}} \leqslant 6$ ns, pour une distance à la source de l'ordre de 10 km ;
- $\sigma_{\text{time}} \leqslant 9$ ns, pour une distance à la source de l'ordre de 5 km.

De même, la source est bien reconstruite ($\delta \leqslant 20\%$) si, en supposant la datation du signal parfaite :

- $\sigma_{\text{pos}} \leqslant 1$ m, pour une distance à la source de l'ordre de 20 km ;
- $\sigma_{\text{pos}} \leqslant 2$ m, pour une distance à la source de l'ordre de 15 km ;
- $\sigma_{\text{pos}} \leqslant 3$ m, pour une distance à la source de l'ordre de 10 km ;
- $\sigma_{\text{pos}} \leqslant 4$ m, pour une distance à la source de l'ordre de 5 km ;
- $\sigma_{\text{pos}} \leqslant 9$ m, pour une distance à la source de l'ordre de 1 km.

L'erreur de positionnement devrait dans tous les cas être inférieure à 2 m, les mesures étant faites à l'aide d'un GPS différentiel. L'erreur est largement dominée par la taille de l'antenne elle-même. La position de la source dans le ciel n'influe pas sur la qualité de la reconstruction. Ces résultats sont détaillés dans la note interne [128]. Ahmed Rebai [129], étudiant en thèse dans le groupe, a également travaillé sur la reconstruction sphérique et un papier a récemment été soumis [130].

4.1.3 Sensibilité aux facteurs météo

L'étude de l'influence des conditions météo sur la détection radio a été menée au début de l'expérience RAugerI, à partir de 2007. Nous (Vincent Marin [18], Anthony Auzizeau [131] et moi-même) avons utilisé les données de la station météo installée au CLF ainsi que celles du mesureur de champ électrique statique au BLS. Nos conclusions sont incluses dans la section 3 de l'article "Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory", soumis au journal JINST le 25 septembre 2012.

Pour l'influence plus spécifique des orages sur le taux de trigger des stations radio de RAugerI, nous avons utilisé les événements orages du SD. Un événement orage ressemble de prime abord à un événement gerbe du point de vue du SD : plusieurs cuves Cherenkov ont un signal clair dans une fenêtre en temps compatible avec ce que l'on peut attendre d'une gerbe atmosphérique. C'est pour cette raison qu'ils sont enregistrés. Cependant, la décharge électrique au moment de l'éclair engendre des perturbations électromagnétiques très caractéristiques dans les câbles des PMs des cuves ce qui rend leur identification très simple. Concrètement, entre décembre 2007 et avril 2009, nous disposons de 12576 événements radio détectés en coïncidence par les 3 stations radio A1, A2 et A3. Dans la même période, le SD a détecté 8977 évenements orages. Pour chaque événement radio détecté à un instant t_{radio}, on cherche l'événement SD orage (détecté à $t^{\text{SD}}_{\text{orage}}$) le plus proche en temps et on calcule la différence $\delta t = t_{\text{radio}} - t^{\text{SD}}_{\text{orage}}$. On s'aperçoit dans la Fig. 4.2 que la distribution des δt est très piquée autour de la valeur $\delta t = 0$ (la largeur d'un bin est de 35 min environ). Il s'avère que 72% des 12576

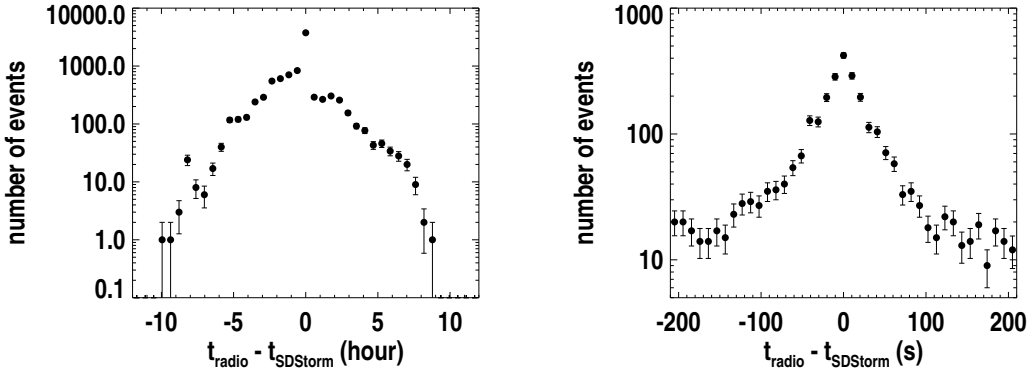


Figure 4.2 – *Gauche : distribution des intervalles de temps entre un trigger radio détecté à l'instant t_{radio} et l'événement orage vu par le SD le plus proche en temps $t_{SDStorm}$, sur ± 12 h. Le maximum de la distribution est pour le bin centré sur $\delta = 0$ et de largeur 35 min. Droite : zoom sur la partie centrale de la distribution, entre -210 s et 210 s (fenêtre de 7 min).*

événements radio se sont produit pendant une journée (entre -12 h et $+12$ h) qui a connu un épisode orageux. En réduisant la fenêtre en temps, on trouve que 40% des 12576 se sont produits à moins d'une heure d'une détection d'orage par le SD et que 21.3% sont à moins de 7 min. Parmi ces 21.5% événements orage, 85% d'entre eux se sont produits entre le 21 février 2008 et le 7 mars 2008, qui était une période particulièrement orageuse. Au total, 28% des évévenements radio ne sont pas corrélés avec un jour d'orage du point de vue du SD. Après vérification, il s'avère que ces 28% se sont tous produits en mars 2008 dans une petite fenêtre en temps. Nous supposons que ces événements sont dus à des orages distants, trop distants pour être détectés par les cuves du SD. Une étude plus détaillée a été rédigée sous forme de note interne [132]. Sur ce

même lot de données, Thibault Garçon et moi-même avons également pu démontrer qu'il était possible de suivre l'évolution en temps de la position de l'orage, cette étude a fait l'objet d'une note interne [133].

4.1.4 Efficacité de détection

La question de l'efficacité de détection est très importante pour plusieurs raisons :
- elle représente un intérêt pour la détection de neutrinos à ultra-haute énergie ;
- dépendance de l'efficacité avec l'énergie du primaire ;
- dépendance de l'efficacité avec l'angle zénithal θ ;
- calcul de l'acceptance.

D'après nos premiers résultats, en bon accord avec ce que prédisent les simulations, les gerbes horizontales créent un signal plus facilement détectable qu'une gerbe verticale (voir par exemple [134]). Cela peut revêtir un intérêt pour la détection de neutrinos à ultra-haute énergie en les recherchant dans les gerbes horizontales ayant une composante électromagnétique importante. En Argentine, auprès d'Auger, le site est intéressant grâce à la présence de la cordillière des Andes qui favorise la conversion de neutrinos à ultra-haute énergie dans la montagne [9]. Un site encore plus adapté est en Chine, à haute altitude, où est installée l'expérience TREND [135]. En effet, la Fig. 4.3 montre l'efficacité **relative** de détection (en %) de RAugerI, en prenant comme référence les gerbes détectées par le SD. Cette figure est la Fig. 14 de l'article "Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory" présenté dans la section 4.5 à partir de la page 161. En dehors du potentiel

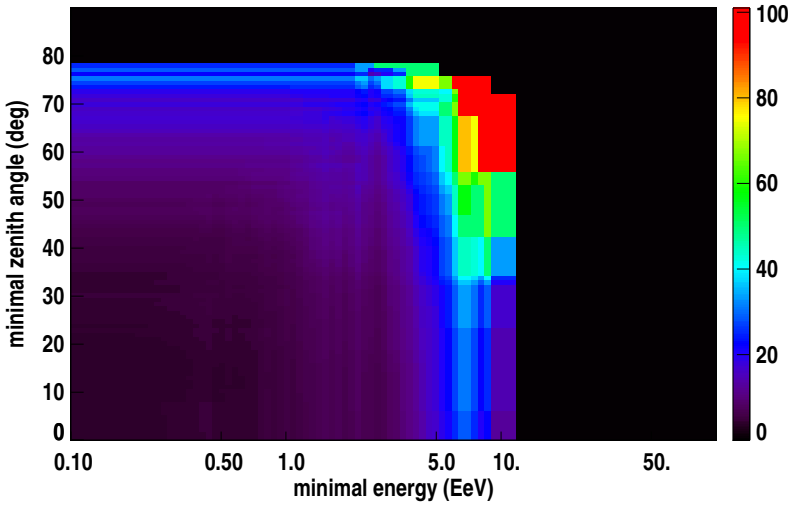


Figure 4.3 – *Efficacité relative de détection de RAugerI en fonction de l'énergie minimal des gerbes et de l'angle zénithal minimal. L'échelle de couleur indique la proportion des gerbes détectées par le SD (pris comme détecteur de référence) qui sont également observées par RAugerI. Les gerbes à haute énergie et inclinées sont favorisées pour la détection radio, avec ce protytope RAugerI.*

de détection des gerbes horizontales, il sera indispensable par la suite de bien connaître l'efficacité de détection pour être capable de calculer le spectre des rayons cosmiques détectés en radio.

4.2 Acquisition de données, méthodes

Le groupe astro de SUBATECH, après avoir convaincu nos collaborateurs étrangers de choisir notre antenne Butterfly ainsi que d'adopter notre solution de caisson électromagnétiquement étanche, a souhaité prendre part à l'acquisition centrale d'AERA. Pour ma part, je suis responsable du trigger central (`T3Maker`) et Jean-Luc Béney a développé une bibliothèque (`Rc`) assurant la gestion de la communication via des sockets `UNIX` entre les différents programmes temps réel faisant l'acquisition centrale.

4.2.1 Trigger central d'AERA

Lorsque j'ai écrit le code d'acquisition du RDAS pour les prototypes RAugerI et RAugerII, il s'agissait de récupérer les événements envoyés par les stations, sans faire de sélection à ce stade. L'analyse avait lieu offline en comparant les temps des événements radio avec les temps des gerbes observées par le SD. Cette solution n'était possible que parce que le nombre de stations était faible (3 pour RAugerI, 4 pour RAugerII) et que le taux de trigger maximal (limité par l'électronique) était lui aussi faible — de 0.37 s^{-1} pour RAugerI et de 25 s^{-1} pour RAugerII. La situation est très différente pour AERA. Non seulement 24 stations envoient des données mais le taux de trigger moyen par station est de l'ordre de 300 Hz. Il n'est plus possible de conserver toutes les traces, une sélection doit être mise en place. En phase 1 d'AERA, le trigger central ne s'intéresse dans un premier temps qu'aux T2 des stations qui sont dans une certaine fenêtre en temps. Pour ce faire, je compare les T2 par paire et si l'intervalle de temps est inférieur au temps que met la lumière à parcourir la distance séparant les deux stations considérées alors je conserve ces T2. De proche en proche, je construis une liste de T2 tous compatibles entre eux du point de vue de la vitesse de la lumière et si leur nombre est supérieur à 3, j'en fais un T3. Ce T3 est envoyé aux stations qui, en réponse, envoient les traces complètes. On voit que ce schéma de fonctionnement est identique à celui adopté dans le SD d'Auger. Tout comme son prédécesseur RAuger, le taux de trigger local (celui des stations) et le taux de T3 varie fortement au cours de la journée. Des éléments de réponse sont apportés dans la section précédente (facteurs météo). Cependant, à proximité d'AERA se trouve une ligne à haute tension munie par endroits de transformateurs permettant d'alimenter des bâtiments. Ces transformateurs sont des sources de bruit très importantes qui expliquent une bonne part des triggers.

Je retranscris ci-dessous une note récente (juin 2012) en anglais présentant les principales caractéristiques du `T3Maker`.

AERA Central Trigger, Benoît Revenu for the Central DAQ group

There were 16 German radio stations (RD) running in AERA during the run considered in this note (stations 1, 3, 6, 10, 11, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 24). Each RD is triggered by internal events (T2) at an average rate of 300 Hz. All timestamps (of the order of 16×300 Hz=4.8 kHz) are sent to the `T3Maker` which is the process running in the Central DAQ, which computes the level 3 triggers T3. Most of the events are due to anthropic sources. Methods are already used at the level of a single RD to filter as efficiently as possible the anthropic souces. We describe here the main features of the algorithms implemented in the `T3Maker` in order to efficiently remove the background events.

T3 computation The `T3Maker` continuously receives the T2s coming from the 16 RDs. All T2s are placed in a list which is first sorted in time (as proposed by Charles Timmer-

mans for the Dutch stations). This list is parsed and as long as adjacent T2s are in the appropriate time window, a list of RDs in a candidate T3 is established. The used time window depends on the two specific RDs i and j which are compared, its value is set to $d_{ij}/c + 200$ ns where d_{ij} is the distance between the two RDs and c is the speed of light. We add an additonal 200 ns to be safe. No selection on the compacity (relative positions of the RDs) is used for the moment.

Once a list of T3s is prepared, we first fill an histogram H_{ij} containing the time differences δt between all pairs (i, j) of RDs. If some T3s are due to "stationary" anthropic sources then this δt-histogram should present some peaks located at $\delta t_{ij} = -(u\,\delta x_{ij} + v\,\delta y_{ij})/c$ where $u = \sin\theta\cos\phi$, $v = \sin\theta\sin\phi$ and δx_{ij}, δy_{ij} are the ground coordinates differences between RDs i and j and θ, ϕ the direction of the source. In most cases, the anthropic signals are coming from the horizon so that $\theta = 90^\circ$ and $\delta t_{ij}^{\text{anthropic}} = -(\cos\phi^{\text{anthropic}}\,\delta x_{ij} + \sin\phi^{\text{anthropic}}\,\delta y_{ij})/c$. Note that we can also compute the azimuth assuming $\theta = 90^\circ$

We compute the arrival direction corresponding to each T3. For that, we assume that all RDs are in the same horizontal plane in order to use a very fast and exact algorithm (we have in that case a linear χ^2). If the angular reconstruction is successful ($\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$), we apply the cone algorithm described in [136, 137]. This algorithm uses a pixellisation of the sphere (we are using the HEALPix pixellisation). We reject a T3 if the zenith angle is greater than 70°. In order to reject anthropic signals, we veto "stationnary" events : consider an event with the corresponding incoming direction. This direction corresponds to a pixel. We increase this pixel count by 1 if the time interval between the current time of the event and the previous one in the same pixel is smaller than 10 minutes. If this pixel has not been observed in the last 10 minutes, then the pixel count is resetted to 0. If the pixel count is greater than 2, the current event is rejected. Finally, all neighbouring pixels within a radius of 5° are incremented by 1. We have therefore a dynamic veto map taking into account the anthropic sources, periodic or not. In summary the cone algorithm parameters are :

- reject if $\theta \geqslant 70^\circ$
- cone angle set to 5°
- storage time set to 10 min
- number of events set to 2.

The cone algorithm is working very efficiently. We have nevertheless to be cautious with the events that are not reconstructible (having $\sin^2\theta = u^2 + v^2 > 1$). These events can be due to fortuitous RDs in an event. We can try to detect and remove the fortuitous RDs using the histograms H_{ij}.

Restoring events using the time differences histogram For a given T3, if the angular reconstruction leads to a not physical value of the zenith angle, we first compute the time differences of the $n(n-1)/2$ pairs of the participating RDs. For a single pair of RDs (i, j), the time difference is given by $\delta t_{ij} = t_i - t_j$ where t_i and t_j are the timestamps of the RDs i and j received by the `T3Maker`. This time difference δt_{ij} corresponds to the bin δt_{ij}^k of the histogram H_{ij}. This histogram is initialised at the beginning of the run and is updated at each T3. Consider a T3 involving (at least) the two RDs i and j. Since the beginning of the run, let's say that a total of N_{ij} T3s having the RDs i and j has been recorded. These N_{ij} values are spread all over the bins δt_{ij}^k and each bin δt_{ij}^k has a population n_{ij}^k so that we have the relation $N_{ij} = \sum_k n_{ij}^k$. The fraction of values in the bin δt_{ij}^k is given by $r_{ij}^k = n_{ij}^k/N_{ij}$. The statistical law followed by each time bin is a binomial law with parameter r_{ij}^k. We can thus compute the significance s of having observed the

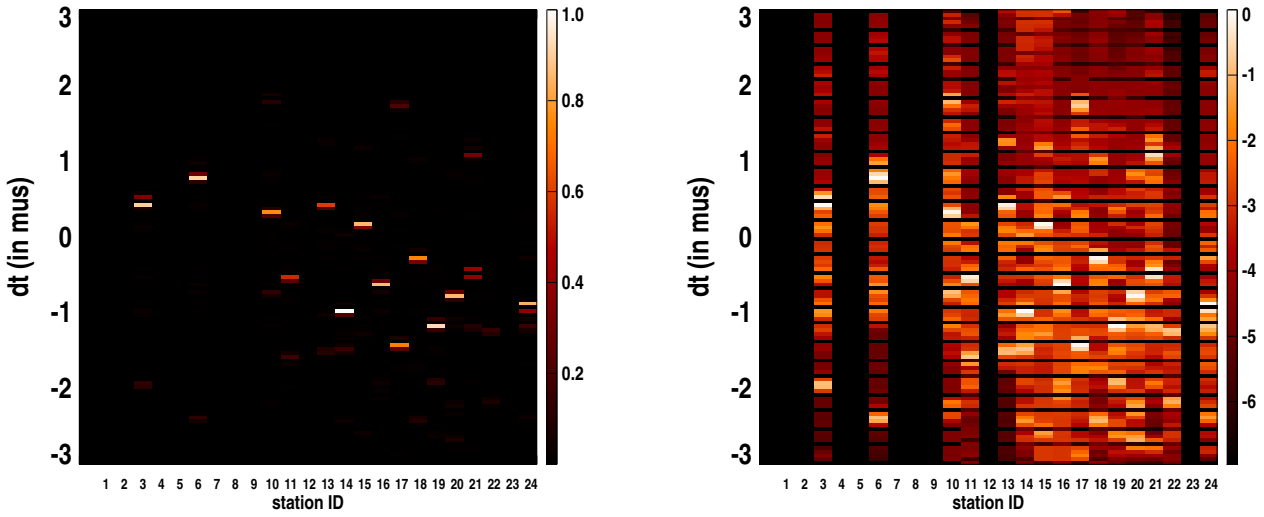
current event in the bin δt_{ij}^k : $s = (1/r_{ij}^k - 1)^{1/2}$. We can therefore accept both RDs i and j when any of the two following conditions are met :

- $N_{ij} > 10$ and $s > 3$
- first event in the time bin δt_{ij}^k ($r_{ij}^k = 0$).

In a given T3, we are building this way a subset of accepted RDs and a subset of rejected RDs. We redo the angular reconstruction for both subsets and we take the following actions according to the results :

- subset of accepted RDs : if the angular reconstruction still fails, we definitely reject the T3 ;
- subset of accepted RDs : if the angular reconstruction becomes satisfactory, we update the T3 to this new accepted RDs list and the cone algo is applied in the normal way ;
- subset of rejected RDs : we check that the angular reconstruction corresponds to the identified anthropic sources. When we have only 2 RDs, we can compute the two possible azimuths given by $\phi = \phi_{ij} \pm \arccos(c(t_i - t_j)/(\ell_{ij} \sin\theta))$ where ϕ_{ij} is the azimuth between $[0; 2\pi]$ of the vector between the two RDs $\vec{ij}$, $\ell_{ij} = ||\vec{ij}||$ is the distance between the two RDs and $\theta = 90°$ for horizontal sources.

After some minutes of run, with a T3 rate of the order of 100 Hz, the histogram H_{ij} already contains a significant statistics. For each RD i, we construct the 2D map of the distribution of the time differences of RD i with the other RDs. An example of these normalized distributions for RD AERA1 is presented in Fig. 4.4 in linear scale (a) and logarithmic scale (b). The time difference distribution between RD AERA1 and RD AERAi is on the y-axis between -3 μs and 3 μs. The color scale indicates the probability of each time difference bin. High probabilities (cleary visible on the linear scale figure) correspond to anthropic stationnary signals.



(a) *Linear scale.* (b) *Logarithmic scale.*

Figure 4.4 – *Probability map of the time differences of RD AERA1 with the other RDs. The ID of the other RDs is on the x-axis. The time difference between AERA1 with the other RDs in* $[-3; 3]$ μs *is on the y-axis. The color scale indicates the probability to measure a specific time difference.*

We checked the efficiency of the RDs removal method based on the time differences histogram. For that, the `T3Maker` dynamically builds the distribution of the reconstructed source azimuths $\phi = \phi_{ij} \pm \arccos(c(t_i - t_j)/(\ell_{ij} \sin\theta))$ using the rejected RDs

ground coordinates and timestamps. If these RDs are triggered by horizontal and anthropic sources then $\theta = 90°$ and in the data used for this test, our main source is located at $\phi_{\text{source}} = 164.5°$ (this can change following the time of the day, some sources can appear and other disappear). The computation leads to two different values of ϕ so that we can't expect to reconstruct a single sharp peak located at $\phi_{\text{source}} = 164.5°$. The expected azimuth pattern corresponding to this single source can be computed for our specific AERA setup ; for that, we assume that all AERA RDs are triggered by this source and for each pair of RDs, we first compute the expected time difference (with a 6 bits degraded resolution as it is the case for the received timestamps) and then we compute the two possible azimuths for the source and enter these values in the histogram. All these azimuth distributions are presented in FIG. 4.5. We observe a good agreement between the

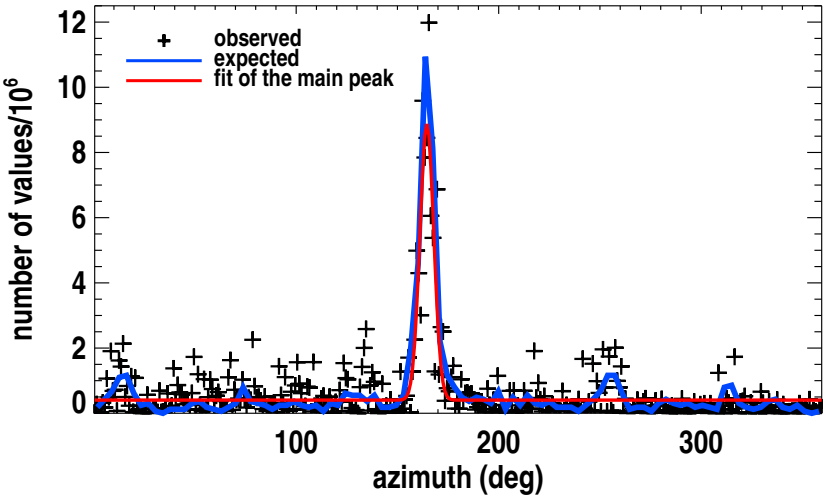


FIGURE 4.5 – *Azimuth distribution using timestamps of pairs of RDs. The black crosses correspond to the data (using the beginning of run 100178). A strong peak appears at $\phi_{source} = 164.5° \pm 3.4°$. A Gaussian fit of the main peak is superimposed in red. The expected azimuth distribution for this AERA setup and assuming a single source at $\phi_{source} = 164.5°$ is represented in blue. The main peak and also secondary peaks are clearly visible and do correspond to the data.*

observed distribution and the expected distribution, in particular the secondary peaks positions are reproduced. The differences in amplitudes of the secondary peaks can be attributed to our assumption used to compute the expected distribution : we assumed that we have a single source and that all AERA RDs are triggered for each simulated event, which is not the case at all in the data. Note also that there is no need to add some noise on the simulated time stamps, the exact expected times degraded by 6 bits are in good agreement with the measured timestamps degraded by 6 bits (6 bits is 64 ns so it's not surprising given the GPS resolution).

In conclusion, we see that the RDs tagged as bad actually corresponds to an anthropic source so that restoring T3 after removal of bad RDs is quite under control and justified.

External T3s In order to detect cosmic rays as efficiently as possible, we want to trigger the RDs using the level 3 trigger information from the SD (SD-T3s). For that, the `T3Maker` receives the SD-T3s almost in real time. The information contained in one SD-T3 is the global timestamp (GPS second and microsecond), the number and IDs of SD stations involved and the corresponding individual time correction for each SD station

with respect to the global timestamp. Since all SD-T3s are received from the whole SD, we first select those falling close to the AERA zone. We chose to accept SD-T3 if the smallest of all distances between any pair of SD stations in the SD-T3 and all AERA stations is smaller than 5 km. The SD station which is the closest to the AERA zone is our reference SD station and its time is the global timestamp corrected for the specific time correction of this SD station, provided in the SD-T3. At reception and if the SD-T3 is selected, a radio T3 is created and becomes prioritary with respect to the other self-triggered radio T3s. The SD station time provided by the SD-T3 corresponds to the station trigger time. The actual time corresponding to the cosmic ray signal is shifted by -13 μs because for most SD station traces, the start bin is between bin #220 and bin #250. The full SD trace has 768 bins of 25 ns each so that bin #220 and bin #250 corresponds to a time shift of -13.7 μs and -12.9 μs respectively. For this reason, the final time used by the radio stations is the time of the reference SD station corrected by -13 μs. This time is sent to all AERA stations as a regular T3 and the data (if existing) is sent by the RDs to the event builder.

Note that between January 2012 and April 6, 2012, the radio data counterpart corresponding to the SD-T3 triggers was required if the SD tank Katy Turner participates to the SD-T3. It was quite restrictive and not really safe, in case of a failure of Katy Turner for instance. The new selection criterium (closest SD tank at less than 5 km) has a negligible impact on the DAQ (analysis up to May 1, 2012) :

- the number of T3s received from SD per day is of the order of 6000 ± 300 (in stable mode, ie no comm problems between CDAS and AERA) ;
- before April 7, the fraction of selected SD triggers is $1.8\% \pm 0.2\%$;
- before April 7, the average corresponding radioT3 rate is around 0.001 Hz ;
- after April 7, the fraction of selected SD triggers is $36.8\% \pm 2.7\%$;
- after April 7, the average corresponding radioT3 rate is around 0.013 Hz.

Fig. 4.6 presents the normalized time differences distributions between two consecutive SD-T3s, before and after April 7, 2012. The reception rate of SD-T3s is stable so that the corresponding distributions are the same (red and white distributions). Selecting SD-T3s having Kathy Turner is the list is very restrictive and the Poisson constant is very high (the average rate is of the order of 1 mHz) which explains the flat green distribution. From now on, the selected SD-T3s follow the orange Poissonian distribution.

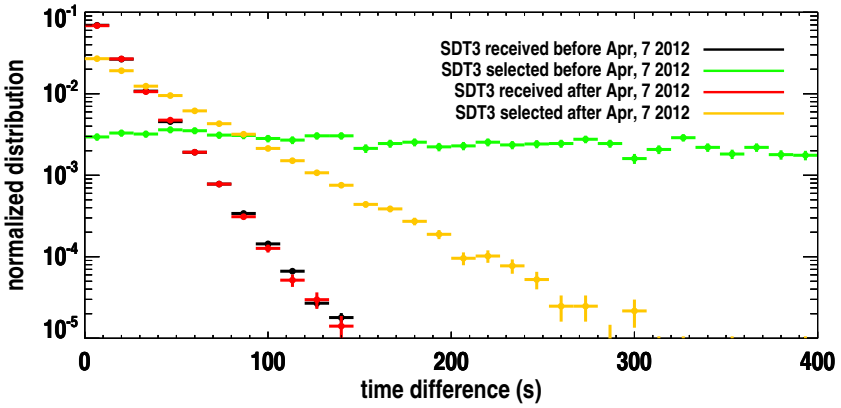


Figure 4.6 – *Normalized time differences distributions between two consecutive SD-T3s, before and after April 7, 2012. The average SD-T3 rate actually required to the AERA RDs is around 0.01 Hz.*

It is foreseen also to use the T3s from FD but this is not yet available.

Analysis of run 100176 The run 100176 started on 2012-05-31 19 :54 :36 UTC (GPS=1022529291) and is analysed up to 2012-06-05 10 :38 :51 UTC (GPS=1022927946) covering 4×10^5 s, corresponding to 4.6 days. There is a total of $\sim 43 \times 10^6$ T3s (self-trigger) so that the average T3 rate is 107 Hz. The T3 rate, averaged over 30 s, is highly variable as presented in Fig. 4.7. We note in this figure that there is a negative correlation between the total number of computed T3 and the number of selected T3s. The total number of SD-T3s received within this time interval is 25 117 (0.07% of the total) corresponding to 0.063 Hz and 10 559 (42% of the 25 117, 0.026 Hz) of them have been accepted and requested to the RDs. After rejection of most of the T3s as explained previously, the total number of T3s actually requested to the RDs is 34 877, corresponding to an average rate of 0.087 Hz. It means that the total number of self-trigger T3s requested to the RDs is $34\,877 - 10\,559 = 24\,318$ (0.06 Hz).

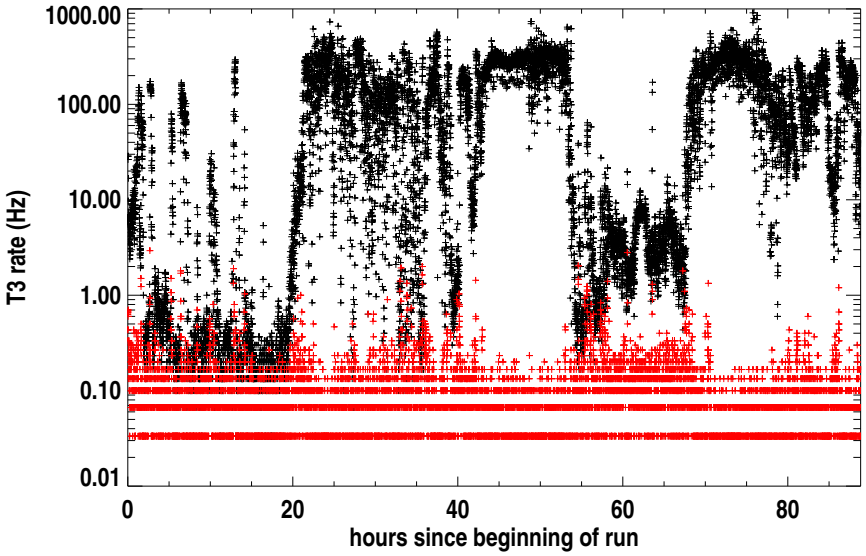
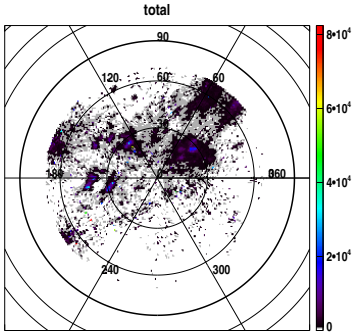


Figure 4.7 – *The T3 rate in Hz (averaged over 1 minute) as a function of time in hours since the beginning of the run. The effective T3 rate selected by the cone algorithm is represented by the red crosses.*

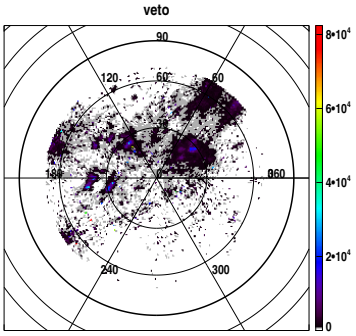
The angular reconstruction is successfull on 14.50×10^6 (34%) of the full self-trigger T3 list ($\sim 43 \times 10^6$). 14.48×10^6 (99.8%) of them are rejected by the cone algorithm and 21 564 (0.14%) are accepted. It means the global rejection factor of the cone algorithm is around $99.95\% = 1 - 21564/43 \times 10^6$.

The angular reconstruction failed on 28.4×10^6 (66%) of the full self-trigger T3 list. We were able to restore (ie reconstruct correctly the incoming direction) 3.5×10^6 (12.3%) of them using the method based on the time differences histogram. On the 3.5×10^6 restored events, 2 754 (0.08%) are finally accepted by the cone algorithm. We have checked (using the azimuth reconstruction using pairs of RDs) that the 24.9×10^6 of not restored events are coming from the anthropic sources. In Fig. 4.8 we presents 4 skymaps we can construct from the cone algorithm.

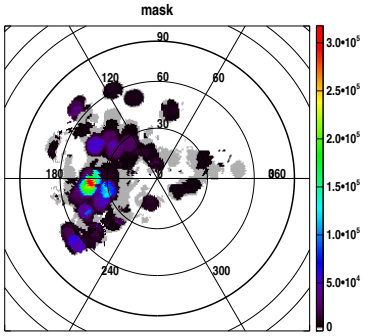
Conclusion The current version of the `T3Maker` appears to be stable and can deal with ~ 5 kHz of T2s received by a total of 16 RDs. The received T2 rates are stable over time which means that the treatment of the T2s is faster than the incoming data rate. During the time interval of run 100176 analysed, there have been a total of 518 discon-



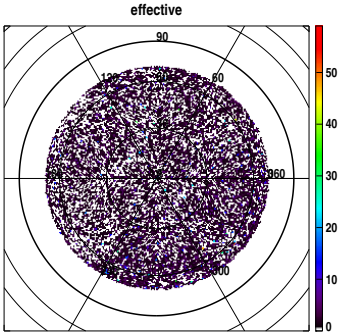
(a) *All events, anthropic sources are clearly visible on the horizon.*



(b) *Removed events map. Very similar to the all-events maps, the rejection factor being 99.95%.*



(c) *Mask map. This is the dynamic mask producted by the cone algorithm.*



(d) *Selected-events map, this is the difference between the all-events maps and the removed-events map. We don't see any structure in azimuth.*

FIGURE 4.8 – *Skymaps obtained with the cone algorithm. The color scale indicates the number of events per pixel (all pixels are equal aera in HEALPix).*

nections between the `T3Maker` and the `postmaster` which is the program forwarding all T2s from the RDs to the `T3Maker`. The reconnection occurred successfully quickly afterwards (fraction of second).

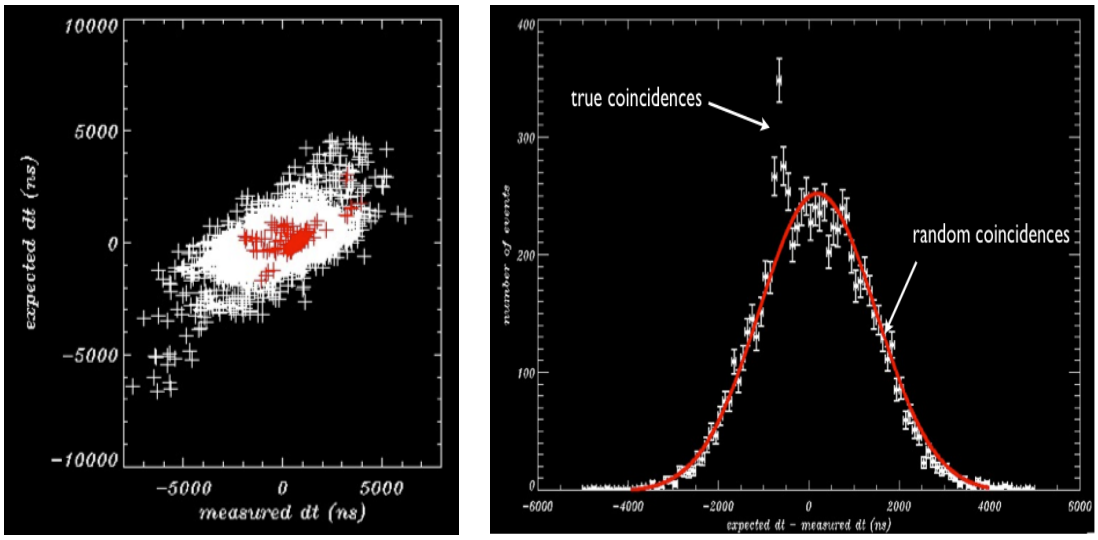
4.2.2 Coïncidences AERA/SD/FD

L'acquisition d'AERA est stable depuis mars 2012, même s'il reste encore des améliorations à apporter afin que le code soit adapté à la phase 2 d'AERA qui comportera 52 stations radio supplémentaires. Le taux de T2 total reçu au niveau de la station centrale sera alors 3 fois plus élévé ; les performances de notre acquisition devront être suffisantes pour traiter les données sans perte. Outre les performances en terme d'algorithme, il faut s'assurer également que nous ne ratons pas de vraies gerbes. Pour ce faire, Maximilien Melissas, en postdoc au KIT, m'a fourni la liste des événements

d'AERA en coïncidence avec des événements SD. Je me suis intéressé à la détection de coïncidences fortuites afin de ne conserver que les vrais événements dus aux gerbes. J'ai pour cela utilisé la même méthode que celle utilisée en 2007 sur les données RAugerI : je compare la différence de temps δt_{m} entre le temps du cœur de la gerbe (fourni par la reconstruction du SD, on peut également prendre le temps d'une cuve SD participant à l'événement) et le temps de trigger d'une station radio, avec la différence de temps attendue δt_{exp} dans un modèle de déplacement d'un front de gerbe plan à la vitesse c et dans la direction $-(u = \sin\theta\cos\phi, v = \sin\theta\sin\phi, w = \cos\theta)$. La différence des temps attendue est donnée par :

$$\delta t_{\mathrm{exp}} = -\frac{u(x_{\mathrm{SD}} - x_{\mathrm{radio}}) + v(y_{\mathrm{SD}} - y_{\mathrm{radio}})}{c}$$

où $(x_{\mathrm{SD}}, y_{\mathrm{SD}})$ et $(x_{\mathrm{radio}}, y_{\mathrm{radio}})$ sont les coordonnées géographiques du cœur de gerbe donné par la reconstruction SD et d'une station radio, respectivement. Pour l'ensemble des données dont je dispose (runs compris entre 100088 et 100118) couvrant 34.1 jours au début de l'année 2012, les figures montrant la corrélation entre δt_{exp} et δt_{m}, ainsi que la distribution de $\delta t_{\mathrm{exp}} - \delta t_{\mathrm{m}}$ sont présentées dans la Fig. 4.9. Dans cette figure, on voit



(a) *Corrélation entre les différences de temps attendues en fonction des différences de temps mesurées. Les points en rouge correspondent à des événements ayant un fort rapport signal/bruit.*

(b) *Distribution de $\delta t_{exp} - \delta t_m$. La distribution est bien décrite par une gaussienne mais un net pic étroit apparaît vers -600 ns. Il correspond aux vraies coïncidences, non fortuites avec le SD.*

Figure 4.9 – *Recherche des coïncidences entre AERA et le SD par comparaison des différences de temps.*

clairment la présence de coïncidences fortuites. Ce fond est bien décrit par une distribution Gaussienne centré sur 199 ns et de largeur 1.3 μs (le centre est donc compatible avec 0 ns). On aperçoit également un pic étroit centré en -649 ns. Il traduit la présence de coïncidences non fortuites avec le SD, il s'agit des gerbes détectées en radio. Après soustraction du bruit de fond, on obtient le pic des vraies coïncidences, il est montré dans la Fig. 4.10. Un fit Gaussien de ce pic le donne centré sur -649 ns avec une largeur de 95 ns. La hauteur de ce pic est autour de 160, on doit donc s'attendre à trouver 160 traces radio correspondant à de vraies gerbes (pour un nombre de gerbes inférieur à 160 puisque plusieurs stations radio participent au même événement). Une première sélection des traces consiste à ne garder que celles vérifiant : $|\delta t_{\mathrm{exp}} - \delta t_{\mathrm{m}} + 649| \leqslant 2 \times 95$ ns.

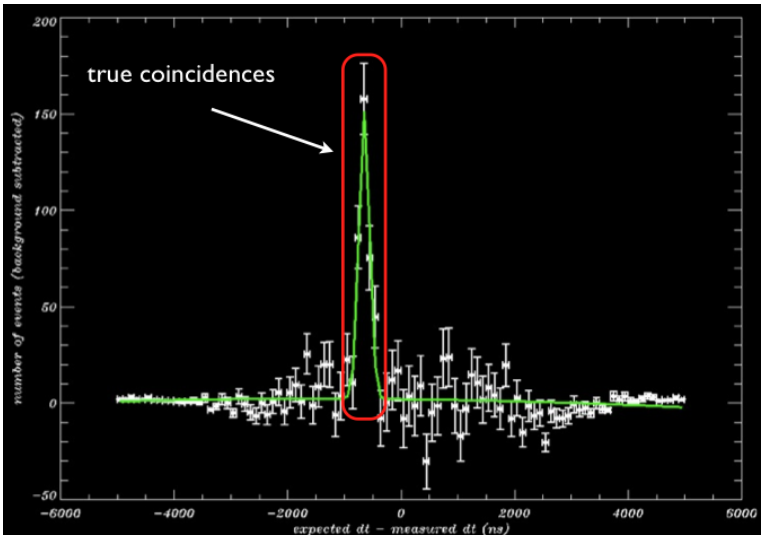
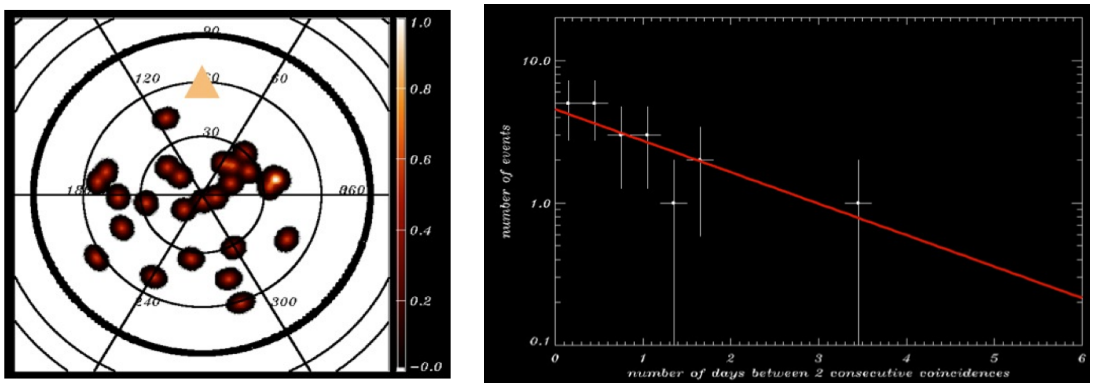


FIGURE 4.10 – *Pic des coincidences non fortuites avec le SD. C'est ce pic qui apparaît dans le plot de droite de la* FIG. *4.9, après soustraction des coïncidences fortuites.*

On ne conserve après cette coupure que 1068 traces pour un total de 16955 (soit 6.3%). Ces 1068 traces correspondent à 714 gerbes mais à ce stade, certaines traces sélectionnées sont en coïncidence fortuite, le fond n'est pas négligeable comme nous l'avons vu dans la FIG. 4.9(b). On doit trouver une coupure supplémentaire pour soustraire ce fond. On va utiliser un critère sur la direction d'arrivée reconstruite en n'utilisant que les données radio, pour les événements radio de multiplicité $\geqslant 3$. Si la direction correspond à celle fournie par le SD (dans un cône d'ouverture 20°), il s'agit bel et bien d'une vraie coïncidence ; si la direction est trop éloignée de la direction donnée par le SD, c'est qu'il s'agit d'une coïncidence fortuite. Cette coupure directionnelle sélectionne au final 26 événements SD, correspondant à 133 traces radio. Ce nombre de 133 est proche de ce à quoi on devait s'attendre, compte tenu du résultat présenté dans la FIG. 4.10. La projection sur le ciel de la direction d'arrivée de ces 26 événements est montrée dans la FIG. 4.11, à gauche. On remarque un déficit de gerbes en provenance du nord, en bon accord avec un mécanisme d'émission dominé par l'effet géomagnétique (voir section 4.4.1). Le graphique de droite de la FIG. 4.11 montre la distribution des intervalles de temps écoulés entre deux gerbes détectées par AERA, en coïncidence avec le SD. On voit que la distribution est bien décrite par une loi Poissonnienne, de constante de temps égale à 2 jours. L'étude réalisée sur un lot de données assez réduit d'AERA a démontré qu'AERA détecte des gerbes en coïncidence avec le SD. Le nombre total de gerbes détectées est de 26 pour une période d'acquisition de 34.1 jours ce qui correspond à une moyenne de 0.8 gerbes par jour. Les simulations prédisaient un nombre de gerbe par jour compris entre 1 et 2, nous voyons qu'AERA s'approche d'une détection nominale des gerbes. Cependant, cette étude a permis de mettre à jour de problème de datation GPS dans certains détecteurs, la solution n'est pas encore trouvée à ce jour.

4.2.3 Sélection locale d'événements

On vient de voir qu'AERA fonctionnait, dans le sens où des gerbes sont observées et avec un taux proche de ce que prédisent les simulations. Cependant, le taux de trigger local est important (300 Hz pour chaque station en moyenne) et la quantité de données enregistrées sur disque est très importante (de l'ordre de 10 Gbytes par jour). Trop de



(a) *Carte du ciel (en coordonnées locales) des* 26 *gerbes vues par AERA. Le nombre de gerbes venant d'une direction proche du champ géomagnétique est très faible, comme prédit par un modèle d'émission de champ électrique dominé par l'effet géomagnétique.*

(b) *Distribution des intervalles de temps entre deux gerbes successives vues par AERA. Cette distribution est fittée par une loi Poissonnienne de constante de temps égale à* 2 *jours (droite rouge).*

FIGURE 4.11 – *Candidats gerbes en coïncidence entre AERA et le SD.*

données est gênant, pour l'analyse bien sûr mais cela représente de longues durées de transfert entre l'Argentine et l'Europe, sachant qu'il faut aussi transférer toutes les données du SD et du FD. On essaie donc d'une part de ne conserver sur disque que les événements intéressants et d'autre part de rendre l'acquisition au niveau de chaque station plus intelligente, pour n'envoyer que des T2 pertinents. L'électronique utilisée dans RAugerI, RAugerII ne permet pas de mettre en place des algorithmes raffinés : un seuil sur un signal dans une bande de fréquence fixée est la seule possibilité qui nous est offerte. Dans AERA, il est possible de mettre en place des méthodes plus complexes. N'ayant pas accès au code d'acquisition des stations d'AERA, Jennifer Maller [127] et moi-même avons réfléchi à des critères simples et peu gourmands en calcul pour ne conserver que les événements ressemblant à ceux dus aux rayons cosmiques. Nous avons écrit une note interne expliquant deux méthodes possible, je la retranscris ci-dessous. L'une de ces méthodes permet un taux de réjection proche de 90%. Cette méthode, basée sur l'étude du temps de montée du signal (celle qui rejette 90% des événements bruit), a été testée très récemment sur les données de CODALEMA par D. Torres Machado [138]. Le résulat montre que sur son lot de test, 100% des événements de bruit sont rejetés.

GAP – 2012 – 087
Two methods for rejecting background radio traces in RAuger data at the level of a single station (T1 or T2)
Jennifer Maller, Benoît Revenu, SUBATECH, Nantes, France

Introduction The studies described in this note were done on data detected by the RAuger autonomous stations A2, A3 and A4 at the CLF with Butterfly antennas. We used a sample of 95 [1] traces corresponding to 63 cosmic rays detected in coincidence with the Auger SD and another sample of 20000 background traces as a training data set. Finally, the rejection methods are tested on a data set containing 2×10^7 traces. The aim of this study is to find observables to disinguish cosmic ray traces from background traces at the level of a single station in order to decrease the number of background

1. Between May 13, 2010 and March 8, 2012.

triggers. The interest of removing background triggers at the level of a single station (T1 or T2) is to avoid to send a huge number of timestamps (T2) to an external T3 process (as it is the case in AERA for instance) and then to save bandwidth for really interesting triggers. In section 2, we present a study in the frequency domain and in section 3, a study in the time domain.

Study in the frequency domain We are using a criterion based on the signal-to-noise ratio (SNR). In order to obtain this ratio, FFTs were applied on data filtered in the range $30 - 190$ MHz, in a first time on 1024 bins after the pulse window (end of the trace) in order to estimate the noise power spectrum and in a second time on the first 2048 bins to get the total power spectrum as illustrated in Figure 4.12. We remind that the RAuger digitizer has a sampling rate of 1 GS/s.

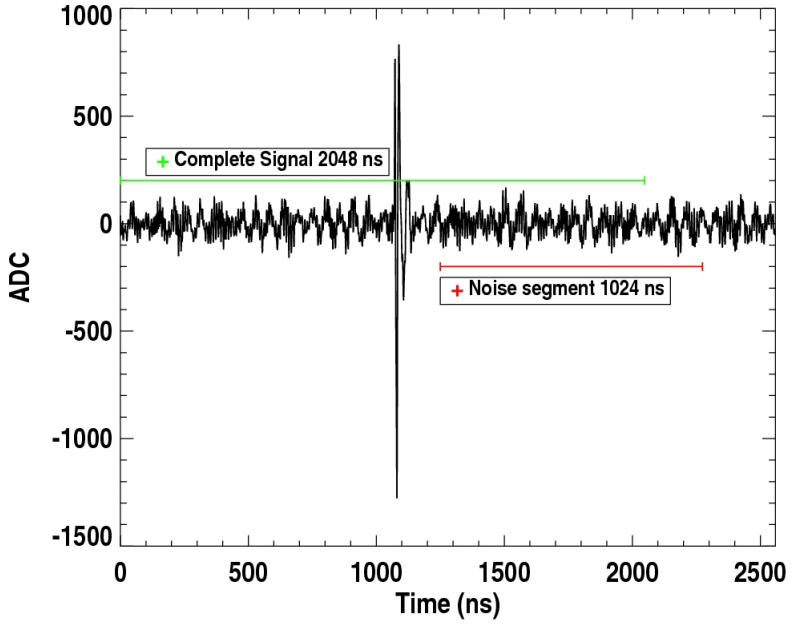


FIGURE 4.12 – *Event detected by a RAuger station showing the raw signal in ADC units in the EW polarization as a function of time. The noise power spectrum is computed using* 1024 *bins after the pulse window (in red). The signal contribution is estimated using the first* 2048 *bins (in green).*

We divide the frequency band $30 - 190$ MHz in 30 bins of width $2\,\delta f = 5.3$ MHz. We compute the FFTs for both noise and signal. Since the noise and signal windows don't have the same number of points (and therefore do not cover the same time interval), we have to compute the average power in each frequency bin $\mathrm{b}_k = [f_k - \delta f; f_k + \delta f]$. The average power is defined as :

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

where $a(f)$ is the Fourier coefficient of the FFT for the frequency f and $N_f(\mathrm{b}_k)$ is the number of frequencies in the interval b_k. Note that $N_f(\mathrm{b}_k)$ for the signal is higher than $N_f(\mathrm{b}_k)$ for the noise since we are using more data points for the signal (2048) than for the noise (1024). The SNR ratio in a given frequency bin b_k is the ratio of the average power : $PS_{\frac{S}{N}}(\mathrm{b}_k) = \frac{PS_{\text{Signal}}(\mathrm{b}_k)}{PS_{\text{Noise}}(\mathrm{b}_k)}$.

FIG. 4.13 shows an example of the SNR obtained for a cosmic ray overplotted on the SNR map obtained for the background sample (the 20000 background traces are computed in this diagram). The spectrum map is obtained by filling for each background trace the SNR value versus the frequency bin from 30 MHz to 190 MHz with a frequency bin width equal to 5.3 MHz, the color scale indicates the number of traces with a same SNR value (in log10). As the SNRs are expected to be higher for the cosmic rays than for the

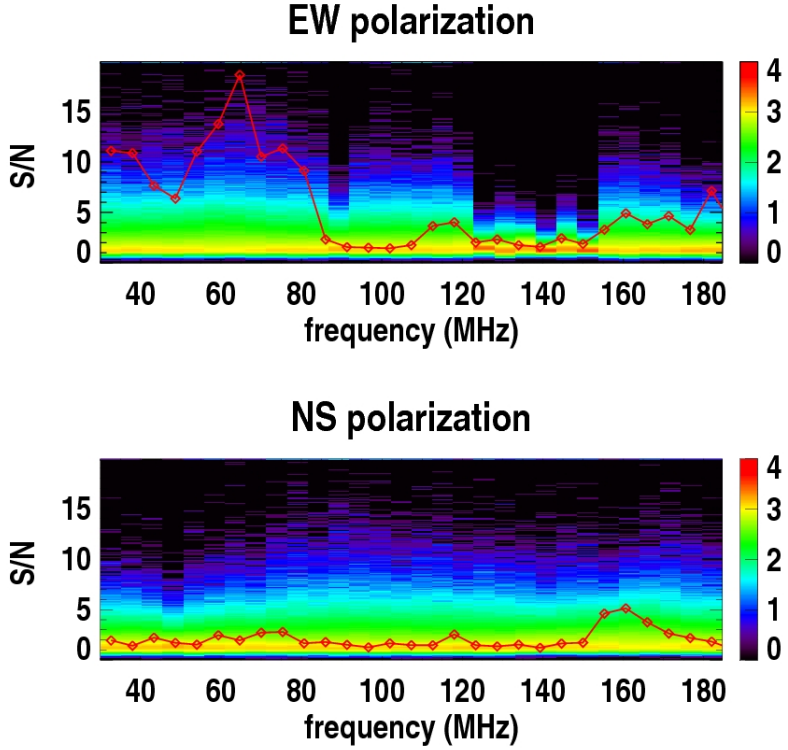
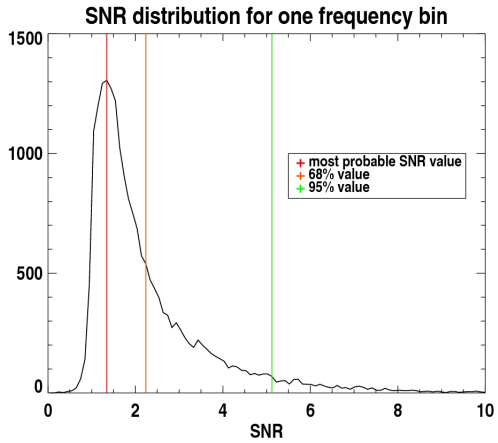


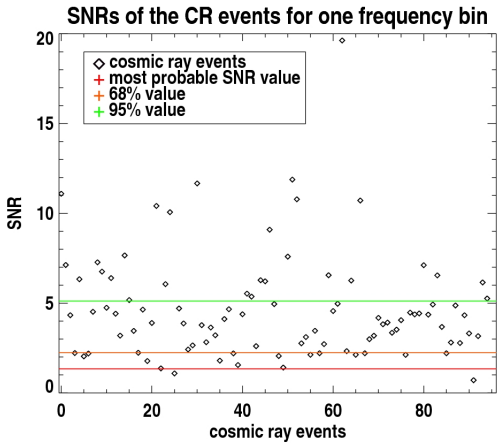
FIGURE 4.13 – *SNR for the studied frequency range* (30 − 190 *MHz) for the EW (top) and NS (bottom) polarizations for the background sample, the* 20000 *background traces are computed in this plot, the color scale indicates the number of traces (in log*10*). The SNR values for a single trace corresponding to a cosmic ray are overplotted (in red).*

background traces, we can try to find a threshold to distinguish them from each other. For that, we compute the distribution of the SNR values of the background sample for each frequency bin which are compared to the distributions of the SNR values obtained for cosmic ray traces. Figure 4.14 presents the distribution of the SNR of the background traces for the frequency bin centered on 32.7 MHz with a width of 5.3 MHz in the EW polarization. In this figure, the left plot contains the SNRs distribution of the 20000 background traces. The right plot shows the SNR values of the 95 cosmic ray traces. Three cuts were tested in order to find a threshold that minimizes the ratio between the number of rejected cosmic ray traces and the number of rejected background traces. For instance, the studied cuts in each frequency bin b_k were the most probable SNR value, the 68% value (which corresponds to the value that contains 68% of the data) and the 95% value (which corresponds to the value that contains 95% of the data). We obtained then for each frequency bin the 95 SNR values for the cosmic rays sample which are compared to the cuts obtained on the background sample.

The efficiency of each cut was compared for 18 frequency bins : 9 bins in the range



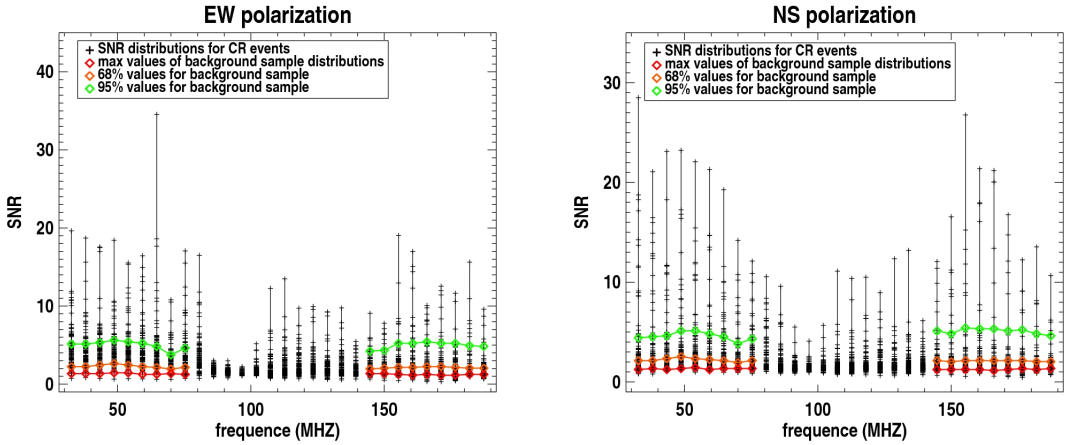
(a) *Distribution of the* 20000 *SNR values. The vertical lines corresponds to the three cuts (from left to right) : the most probable SNR value (in red, value* = 1.34*), the* 68% *limit (in orange, value* = 2.24*) and the* 95% *limit (in green, value* = 5.12*).*



(b) *SNR values for the* 95 *traces corresponding to cosmic rays. The cuts are overplotted. The data presented here correspond to the frequency bin centered on* 32.7 *MHz.*

FIGURE 4.14 – *Selection of cosmic ray events using the SNR.*

30 – 80 MHz and 9 bins in the range 140 – 190 MHz as illustrated in Figure 4.15 for both EW and NS polarizations.



(a) *EW polarization.*

(b) *NS polarization.*

FIGURE 4.15 – *For each frequency bin (FM excluded) are shown the SNR values for the cosmic ray traces (black) together with the cut values (most probable value,* 68% *limit,* 95% *limit) computed from the background sample distributions (in red, orange and green respectively).*

Using the most probable value or the 95% limit value of the background distributions was not efficient : the most probable value selects too much background traces and the 95% limit value rejects too much cosmic ray traces. The use of the 68% values was more interesting and we decided to use these values in the following. With the 68% limit, we can compute that :

- in the EW polarization, in 30 – 80 MHz, 90 (94.7%) cosmic ray traces have a SNR higher than the 68% limit
- in the EW polarization, in 140 – 190 MHz, 38 (40%) cosmic ray traces have a SNR higher than the 68% limit

- in the NS polarization, in $30-80$ MHz, 53 (55.7%) cosmic ray traces have a SNR higher than the 68% limit
- in the NS polarization, in $140-190$ MHz, 29 (30.5%) cosmic ray traces have a SNR higher than the 68% limit

We combine these four domains to define the rejection. For each trace, we compute the average of the SNRs in the four studied domains, and we compare these values to our thresholds. In conclusion, a given trace is selected if one of the following conditions is met :

- in the EW polarization, in $30-80$ MHz, the average of the SNR is higher than 2.48
- in the EW polarization, in $140-190$ MHz, the average of the SNR is higher than 2.20
- in the NS polarization, in $30-80$ MHz, the average of the SNR is higher than 2.39
- in the NS polarization, in $140-190$ MHz, the average of the SNR is higher than 2.16.

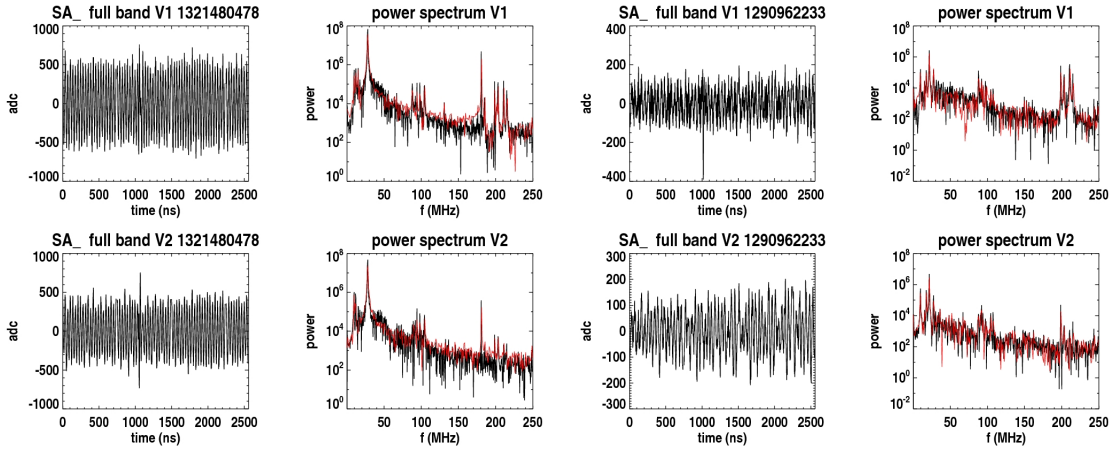
With this method, 9497 of the 20000 (47.5%) background traces are rejected but 3 cosmic ray traces are also rejected (3.26%) ; 2 of these 3 traces correspond to the same cosmic ray detected by both A2 and A4, the other one corresponds to a single detection of A3. The corresponding traces and power spectra are shown in Figure 4.16. We tested this method on 2×10^7 traces, 59.4% were rejected. With the rejection of 3.26% of the 92 cosmic rays, this method is not efficient enough ; moreover it demands some computations, which is not suitable for on line processing. Therefore, it won't be used online on the RAuger local DAQ. We present in the next section another method for rejecting backgroung traces in RAuger data in order to improve the ratio between rejected background traces and rejected cosmic ray traces.

Study in the time domain We describe in this section a rejection method based on an analysis in the time domain. The idea is to exploit the evolution with time of the signal. The basic ingredient of this method is to work on a given time window in which we compute a normalized cumulative function : for each trace we sum up bin after bin the square of the amplitude of the signal. The cumulative function is defined as follows :

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

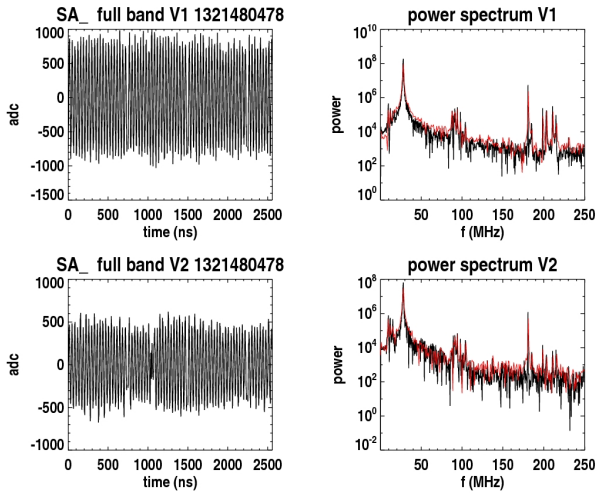
In most cases, a background trace has a longer duration than a cosmic ray trace : we expect a higher rise time for background traces. Figure 4.17 presents the cumulative functions obtained for the cosmic rays sample (in red) overplotted to 1000 cumulative functions corresponding to background traces (in black).

Figure 4.17 shows that a level of $\sim 90\%$ of the maximum of the cumulative is reached within a rise time of ~ 50 ns for the cosmic ray traces and that for a large fraction of background traces, the rise time can be much higher. We then study the rise time (T_{r}) of the cumulative function to find a threshold rejection. Once we set the limits of the cumulative function C_{min} and C_{max}, we define the rise time as : $T_{\text{r}} = t_{\text{max}} - t_{\text{min}}$, where $C(t_{\text{min}}) = C_{\text{min}}$ and $C(t_{\text{max}}) = C_{\text{max}}$. We study different pairs of C_{min} and C_{max} to improve the rejection power of the method. In Figure 4.18, we show an example of the data processing : we first take the square of the signal in a 250 ns window (left) and we compute the cumulative as defined previously (right) ; after that, we compute the rise time between $C_{\text{min}} = 10\%$ and $C_{\text{max}} = 70\%$. Apart from the limits C_{min} and C_{max}, two others parameters were studied to optimize the rejection power : the studied time window $[b_{\text{start}}, b_{\text{end}}]$ and the frequency window for filtering $[f_{\text{min}}, f_{\text{max}}]$. The best result



(a) *SA2* 1381480478

(b) *SA3* 1290962233



(c) *SA4* 1381480478

FIGURE 4.16 – *For each rejected trace is shown the full band signal (left) and the power spectrum (right) (in black the noise power spectrum and in red the signal spectrum) for the EW (top) and NS (bottom) polarizations. These* 3 *traces are rejected by this method. In section* 3 *we present a method that rejects only the trace (c).*

was obtained for a time window of 250 ns between $b_{\text{start}} = 1000$ ns and $b_{\text{end}} = 1250$ ns, a filtering between $f_{\text{min}} = 30$ MHz and $f_{\text{max}} = 60$ MHz and a rise time corresponding to $C_{\text{min}} = 10\%$ and $C_{\text{max}} = 70\%$. We compute the distribution of the rise time values using the background traces in order to observe the differences we can find with cosmic rays. Figure 4.19 shows this distribution using $C_{\text{min}} = 10\%$ and $C_{\text{max}} = 70\%$ of the maximum value of the cumulative function. We observe a clear upper limit of the rise time for the cosmic ray trace (around 30 ns). Asking for the rise time to be smaller than 30 ns rejects 78.9% of the background traces. We used the traces in the EW polarization only. A too large dispersion of the rise time values was observed for the cosmic ray traces for the NS polarization (the signal is weaker).

This rejection factor can be improved a bit, by studying the correlation between t_{max} and t_{min}. For the cosmic ray traces, the correlation is very strong as it is shown in Figure 4.20. We can compute a linear fit using the cosmic ray traces, defined as : $t_{\text{max}} = a\, t_{\text{min}} + b$ and reject traces with a too large dispersion from this linear law, using a χ^2-like quantity : $\chi^2 = (t_{\text{max}} - (a\, t_{\text{min}} + b))^2$ for each trace, with $a = 1.01$ and $b =$

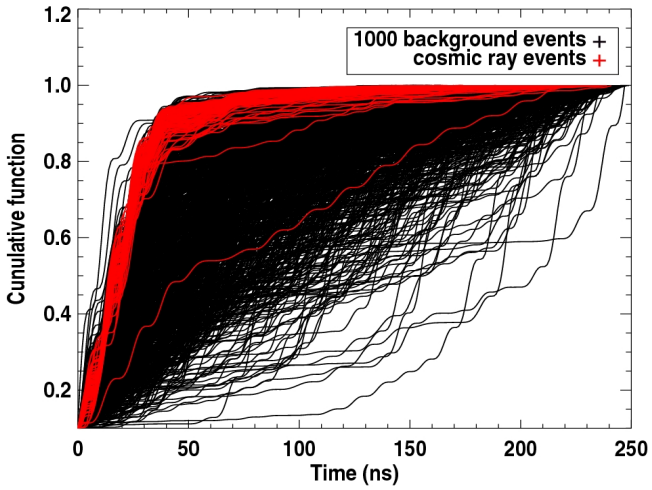
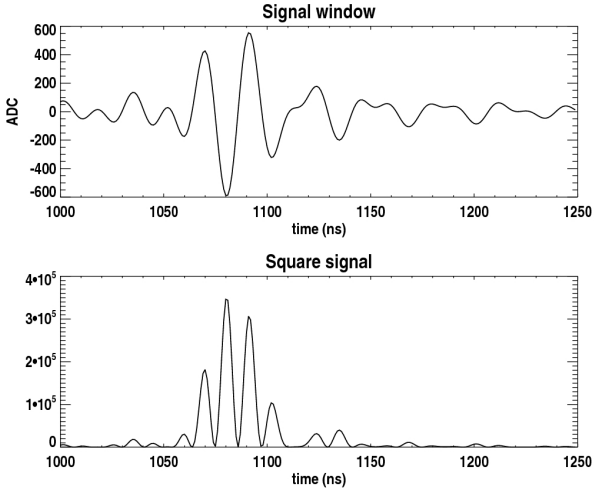
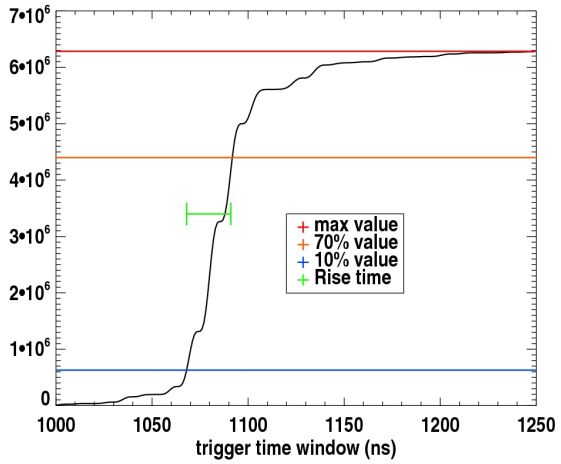


FIGURE 4.17 – *Cumulative functions of the* 95 *cosmic ray traces (red) overplotted to* 1000 *cumulative functions corresponding to background traces (black, after filtering in* $30-60$ *MHz), with* $b_{start} = 1000$ *ns,* $b_{end} = 1250$ *ns.*



(a) *Top : filtered signal in* $30-60$ *MHz. Bottom : square of the filtered signal.*



(b) *Cumulative function corresponding to the signal squared.*

FIGURE 4.18 – *Application of the method on a cosmic ray trace, in a time window of* 250 *ns, after filtering in* $30-60$ *MHz. The rise time for this event is the time needed for the square of the signal to go from* 10% *(blue) of the total to* 70% *(orange) of the total. For this event, the rise time is of the order of* 30 *ns.*

23.69. The maximum value of the χ^2 obtained for cosmic ray traces (excepted one whose dispersion was very large) is $\chi^2 = 29.2$. We apply the following criterion : if $\chi^2 > 30$, the trace is rejected. Another cut is applied on the bounds on $t_{\min}$ and $t_{\max}$: $t_{\min} \geqslant 1007$ ns and $t_{\max} \leqslant 1120$ ns. This method computed on the 20 millions background traces give a rejection factor of 82%. We add to this method a cut in order to reject traces with a secondary pulse outside of the boundaries of our initial time window. This situation has been observed for some background traces. For that, we sum up all the squared amplitudes of the signal in another time window (outside of the range $[1000-1250]$ ns) as follows : $S_{\text{cut}} = \sum_{k=0}^{999} s_{\text{EW}}(k)^2 + \sum_{k=1251}^{2275} s_{\text{EW}}(k)^2$, and we apply in the same way, an upper boundary cut according to the cosmic ray traces.

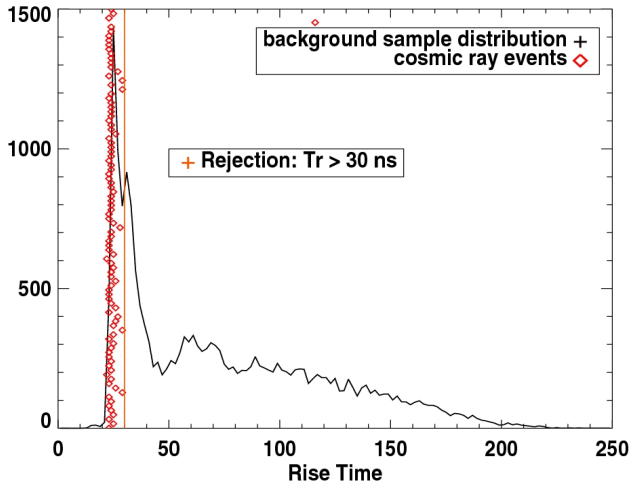


FIGURE 4.19 – *Solid black line : distribution of the rise times from* 10% *to* 70% *of the cumulative functions of the* 20000 *background traces (black). The rise times of the cosmic ray traces are represented by the red diamonds. The applied cut is indicated by the orange vertical line.*

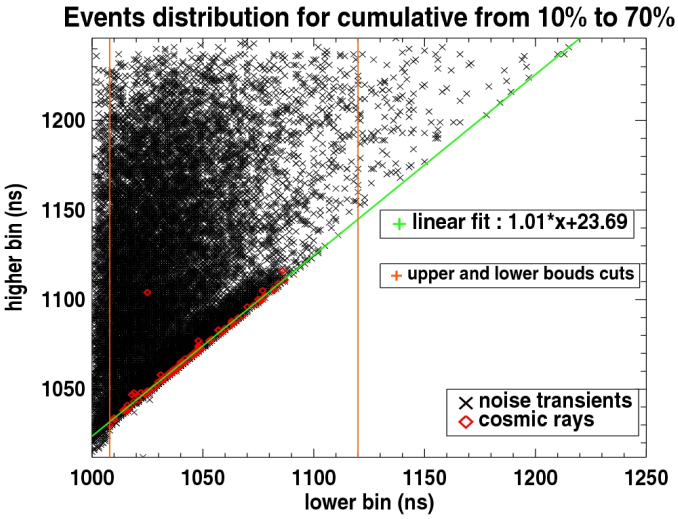


FIGURE 4.20 – *Correlation between the higher time bin values t_{max} and the lower time bin values t_{min}. The black crosses indicates the background traces and the red diamonds, the cosmic ray traces. The linear fit on the cosmic ray traces is the green solid line. The upper and lower boundaries cuts are the orange vertical solid lines.*

We can see in Figures 4.19 and 4.20 (see the isolated red diamond in both figures) that one cosmic ray trace is rejected by this method : the corresponding signal is shown in Figure 4.21. The rise time is between 110 ns and 120 ns. This trace was already rejected by the first method (Figure 4.16 c)) and was detected by A4 (SA4-1381480472).

The method based on $\chi^2 = (t_{\max} - (a\, t_{\min} + b))^2$ and cut outside the range $[1000 - 1250]$ ns has been tested on 2×10^7 background traces. **The overall rejection factor is equal to** 88.56%. Only one cosmic ray trace was incorrectly rejected : this trace is that of SA4 in the double coincidence SA2, SA4 with the SD presented in Figures 4.16 a-c), the other coincidence is selected.

For a single trace, one can also think about asking for its cumulative function to

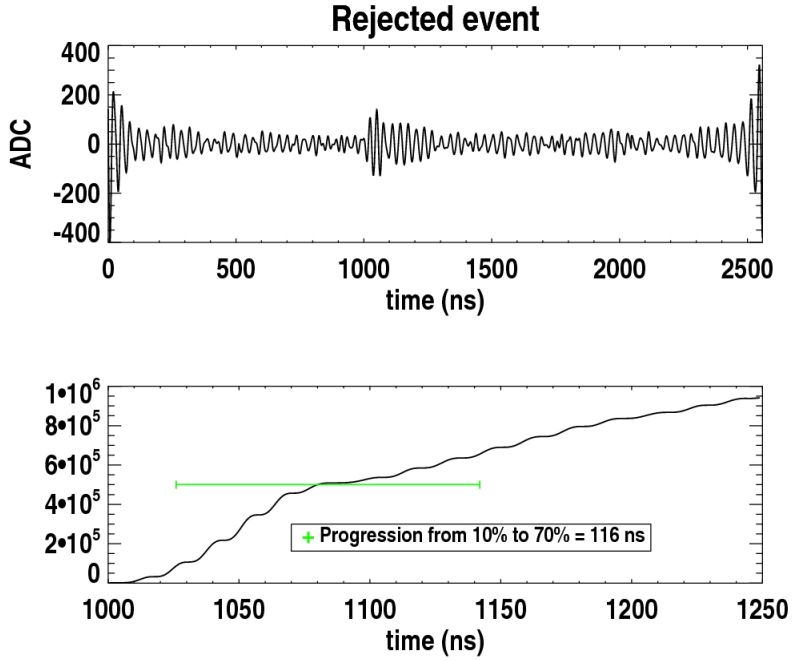


FIGURE 4.21 – *Rejected trace, top : signal filtered in* $30-60$ *MHz of the EW polarization. Bottom : cumulative function of the squared signal. The rise time from* 10% *to* 70% *of the cumulative is indicated in green, it is equal to* 116 *ns with* $t_{min} = 1026$ *ns and* $t_{max} = 1142$ *ns.*

behave in the same way (within some limits) as the average cumulative function corresponding to the cosmic ray traces. The previous method requires the cumulative function to rise from 10% to 70% within a limited interval of time. We can also require that the full cumulative function rises in the same way than cosmic ray traces in the full range from 10% to 80%, not only at the two points 10% and 70%. We make a linear fit of the cosmic ray cumulative functions in the interval $[10\%, 80\%]$, we obtain $\tilde{C}_{\mathrm{CR}} = 0.028\,t$. The χ^2 of the cumulative function C for a given trace is defined as $\chi^2 = \sum_{t_{10\%}}^{t_{80\%}} (C(t) - \tilde{C}_{\mathrm{CR}}(t))^2$ and the trace is selected as candidate if $\chi^2 < 0.7$. This method has a similar efficiency since we have this time a rejection factor of 86%.

Conclusion In this note we have described two methods to reduce the number of background traces for the RAuger experiment. The first one was performed in the frequency domain and provides a rejection factor of 59.4% but rejects also 3.26% of cosmic ray traces and therefore won't be used. The second method was done in the time domain and gives us better results with a rejection factor of 88.56% and only 1.05% (1/95) rejected cosmic ray traces whose signal was of very bad quality, moreover it demands very few computations. The second method is 4.6 times better than the first one.

4.2.4 Reconstruction de l'azimuth avec une seule station radio

Tout comme pour un détecteur au sol comme le SD, un détecteur radio a besoin d'au moins 3 mesures en 3 points non alignés pour reconstruire la direction d'arrivée des rayons cosmiques (c'est la triangulation). Cependant, étant donné le mécanisme d'émission particulier au champ électrique (voir section 4.4.1), on peut estimer l'azimuth de la gerbe ϕ en utilisant les mesures de deux polarisations du champ électrique en seulement un point. Utiliser cette propriété online et offline peut s'avérer intéressant,

notamment pour rejeter les événements de bruit. Je retranscris ci-dessous une note de mars 2012 sur cette analyse.

GAP−2012 − 042
Estimation of the azimuth of cosmic rays
using data from a single radio station
(or how to use the cyclic permutation of a
cross-product)
Benoît Revenu, SUBATECH, Nantes, France

We can estimate the azimuth of the shower using data from a single station. In conjonction with other ways to compute the arrival direction of the shower based on the frequency spectrum, this could lead to a good background removal method as level 1 trigger. It can also be interesting to use this kind of analysis to search for secondary electric-field contribution such as the charge excess. The zenith angle cannot be reconstructed by this method, probably because we are measuring the electric field only in the horizontal plane.

Principle The relation giving the electric field (true at first order, neglecting the charge-excess contribution), and considering only unit vectors,

$$\mathbf{E} = \mathbf{n} \times \mathbf{B} \tag{4.4}$$

can be exploited to extract some informations on the shower axis direction $\mathbf{n}$. For that, we first decompose $\mathbf{n}$ in two components : one parallel and one transverse to the geomagnetic field $\mathbf{B}$. These components are given by :

$$\mathbf{n}_{\parallel} = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})\,\mathbf{B}, \quad \mathbf{n}_{\perp} = \mathbf{n} - \mathbf{n}_{\parallel}.$$

By construction of $\mathbf{n}_{\parallel}$, Eq. 4.4 is equivalent to :

$$\mathbf{E} = \mathbf{n}_{\perp} \times \mathbf{B}$$

which can be inverted by cyclic permutation to express the transverse component of the shower axis $\mathbf{n}_{\perp} = \mathbf{B} \times \mathbf{E}$ so that $\mathbf{n}_{\perp}$ is given by :

$$\mathbf{n}_{\perp} = \begin{pmatrix} B_y\,E_z - E_y\,B_z \\ B_z\,E_x - E_z\,B_x \\ B_x\,E_y - E_x\,B_y \end{pmatrix} \tag{4.5}$$

where x is along the west-east direction, y along the south-north[2] direction and z is the vertical direction. It means that the azimuth $\phi^{\perp}_{\text{radio}}$ (defined in the Auger coordinates system) of the vector $\mathbf{n}_{\perp}$ of the shower is :

$$\tan\phi^{\perp}_{\text{radio}} = \frac{n_{\perp y}}{n_{\perp x}} = \frac{B_z\,E_x - E_z\,B_x}{B_y\,E_z - E_y\,B_z} \tag{4.6}$$

which is interesting because we know $B_x,\ B_y,\ B_z$ and we measure $E_x,\ E_y$. We have therefore an equation between $\phi^{\perp}_{\text{radio}}$ (unknown) and E_z (unkonwn). But, according to (4.4), $\mathbf{E}$ lies in a plane perpendicular to $\mathbf{B}$ so that : $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ or equivalently :

$$E_z = -\frac{E_x\,B_x + E_y\,B_y}{B_z}. \tag{4.7}$$

2. Geographic north, **not** magnetic north.

Injecting (4.7) in (4.5) gives :

$$\mathbf{n}_\perp = \begin{pmatrix} -\dfrac{E_x\,B_x\,B_y + E_y\,(B_y^2 + B_z^2)}{B_z} \\ \dfrac{E_x\,(B_x^2 + B_z^2) + E_y\,B_x\,B_y)}{B_z} \\ B_x\,E_y - E_x\,B_y \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

so that

$$\boxed{\tan\phi^\perp_{\text{radio}} = -\frac{E_x\,(B_x^2 + B_z^2) + E_y\,B_x\,B_y}{E_y\,(B_y^2 + B_z^2) + E_x\,B_x\,B_y}} \tag{4.9}$$

The azimuth of the vector $\mathbf{n}_\perp$ can thus be estimated from measured values of the electric field on a single antenna, given the geomagnetic field. If we neglect the x component of the geomagnetic field ($B_x \sim 0.02\,||B|| \ll ||B||$, the magnetic declination is small, around 2.7°), the formulas are simpler :

$$\mathbf{n}_\perp = \begin{pmatrix} -\dfrac{||B||^2}{B_z}\,E_y \\ B_z\,E_x \\ -E_x\,B_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\dfrac{E_y}{\cos^2\theta_B} \\ E_x \\ -E_x\tan\theta_B \end{pmatrix} \tag{4.10}$$

$$\boxed{\tan\phi^\perp_{\text{radio}} = -\frac{B_z^2}{||\mathbf{B}||^2}\,\frac{E_x}{E_y} = -\frac{E_x}{E_y}\cos^2\theta_B \sim -0.28\,\frac{E_x}{E_y}} \text{ with } \theta_B = 58^\circ. \tag{4.11}$$

On the data, in order to determine the azimuth $\phi^\perp_{\text{radio}}$ in the correct quadrant, we use the full expression (4.8). Of course, we are interested in the shower azimuth ϕ_{radio}, not the azimuth of $\mathbf{n}_\perp$, $\phi^\perp_{\text{radio}}$. These quantities are related by the following expression :

$$\tan\phi^\perp_{\text{radio}} = \frac{n_{\perp y}}{n_{\perp x}} = \frac{n_y - (\mathbf{n}\cdot\mathbf{B})\,B_y}{n_x - (\mathbf{n}\cdot\mathbf{B})\,B_x} \quad \text{and} \quad \tan\phi_{\text{radio}} = \frac{n_y}{n_x}, \tag{4.12}$$

or equivalently, if $n_x \neq 0$ and $n_y \neq 0$,

$$\tan\phi^\perp_{\text{radio}} = \frac{1 - (\mathbf{n}\cdot\mathbf{B})\,B_y/n_y}{1 - (\mathbf{n}\cdot\mathbf{B})\,B_x/n_x}\,\tan\phi_{\text{radio}} = \mathcal{F}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}, n_x, n_y)\,\tan\phi_{\text{radio}}. \tag{4.13}$$

We see that if $\mathbf{n}\cdot\mathbf{B} = 0$, the factor $\mathcal{F}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}, n_x, n_y)$ is equal to one, then we have $\tan\phi^\perp_{\text{radio}} = \tan\phi_{\text{radio}}$, because in that case, $\mathbf{n}_\perp = \mathbf{n}$. If $\mathbf{n}\cdot\mathbf{B} \neq 0$, we cannot estimate the value of ϕ_{radio} because at this level, we don't know the value of $\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}$, the shower axis being undertermined. Nevertheless, in our case, B_x is small (of the order of 0.02 if $||B|| = 1$) so that $n_x \sim n_{\perp x}$. In the same way, if $|(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B})\,B_y|$ is small with respect to $|n_y|$, then $n_y \sim n_{\perp y}$. In conclusion, the estimation of ϕ_{radio} should then be possible for $\mathcal{F}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}, n_x, n_y) \sim 1$ following Eq. 4.13, where $\phi_{\text{radio}} \sim \phi^\perp_{\text{radio}}$. The relation between the value of $\mathcal{F}$ and the angular difference between ϕ_{radio} and $\phi^\perp_{\text{radio}}$ is presented in Fig. 4.22 using Monte-Carlo simulations of isotropic incoming directions. We see that for $\mathcal{F}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}, n_x, n_y) = 1$, the angular difference is either 0° or 180°, as expected.

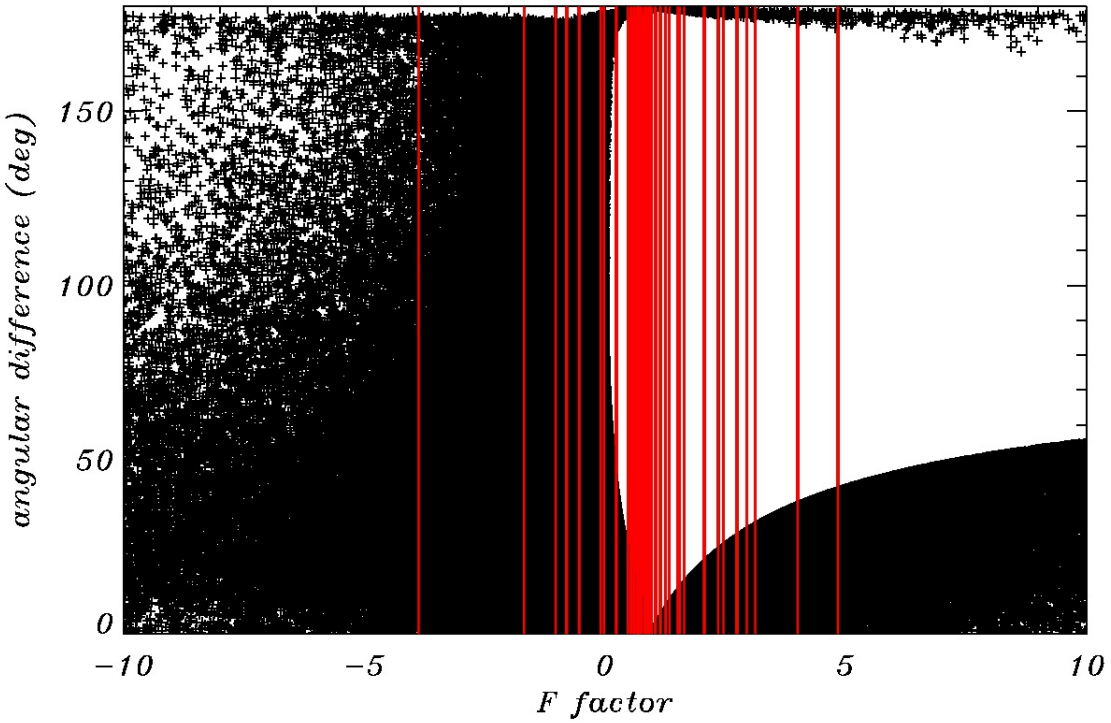


FIGURE 4.22 – *Angular difference between ϕ_{radio} and $\phi^{\perp}_{radio}$ as a function of $\mathcal{F}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}, n_x, n_y)$ from simulated isotropic incoming directions. The vertical red lines correspond to the value of $\mathcal{F}$ of the data used in this note.*

4.3 TEST ON DATA

We are using the data recorded by the RAuger2 setup at the CLF between May 13, 2010 and March 8, 2012 (not in a smooth, continuous mode). During this time period, we have detected a total of 63 SD events corresponding to 95 traces. For 3 traces, one of the EW or NS channel was off so that we are finally using a total of 92 traces for the analysis. A selection on events having a clear pulse in both EW and NS polarization gives a total of 77 traces corresponding to 55 SD events. As previously discussed, the estimation of the shower azimuth should be possible for incoming directions $\mathbf{n}$ such that $\mathcal{F}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{B}, n_x, n_y) \sim 1$. Most of the data used in this analysis have a $\mathcal{F}$ factor close to 1 (see Fig. 4.22), this explains the good agreement between the azimuth estimated from the radio data and the actual azimuth provided by the SD (see Fig. 4.24).

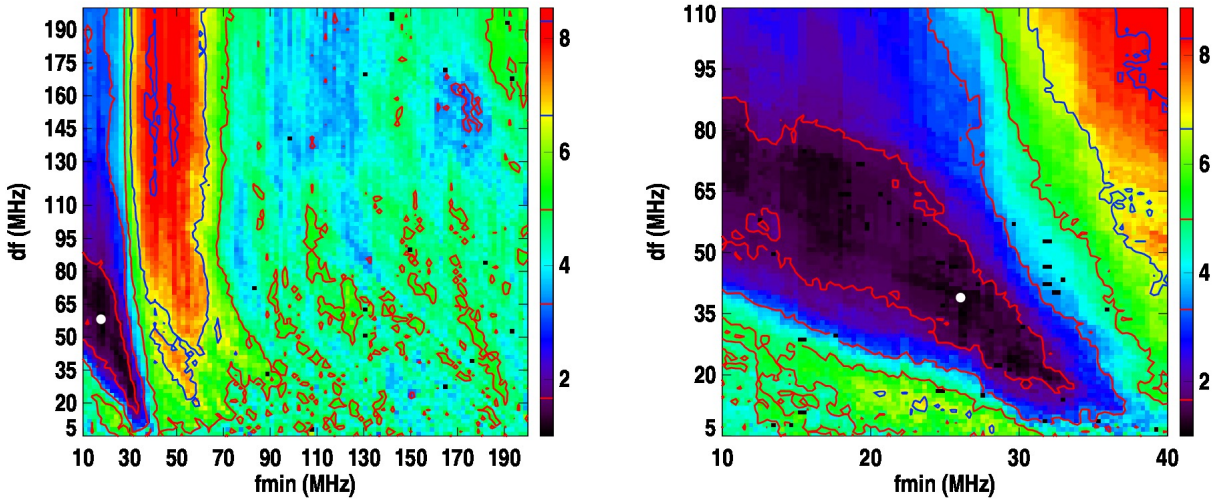
In order to estimate ϕ_{radio} from (4.8), we first need E_x and E_y or, equivalently, V_x and V_y, the voltages on both polarizations. We are using the total positive amplitudes $(V^{\max}_{x,y} - V^{\min}_{x,y})$ with the associated sign defined as : $(+)$ if the maximum of the pulse is reached before the minimum and $(-)$ in the opposite case.

4.3.1 Analysis

The proposed analysis consists in estimating the azimuth $\phi^{W}_{i,\text{radio}}(k)$ of the shower following (4.8) for each event i and for each station $k \in \{1, N(i)\}$ participating in the event from the measurements of the amplitude difference in both EW and NS polarizations after filtering in a frequency window $W = [f_{\min}, f_{\max}]$. We also know the true value

provided by the SD, $\phi_{i,\mathrm{SD}}$. The signal is not deconvoluted from the antenna response, the raw ADC values are used. The choice of the frequency window W for filtering is crucial because the cosmic ray signal is not constant over all frequencies. In order to find the average (for all this data set) optimal frequency window W_{opt}, we compute the dispersion $\chi^2_W = \sum_i \sum_{k=1}^{N(i)} ||\phi^W_{i,\mathrm{radio}}(k) - \phi_{i,\mathrm{SD}}||^2$ and the optimal window is obtained for $\chi^2_{W_{\mathrm{opt}}} = \min_W\{\chi^2_W\}$. The angular difference $||\phi^W_{i,\mathrm{radio}}(k) - \phi_{i,\mathrm{SD}}||$ is the smallest angle in $[0°, 180°]$, defined as $\arccos(\cos\phi^W_{i,\mathrm{radio}}(k)\,\cos\phi_{i,\mathrm{SD}} + \sin\phi^W_{i,\mathrm{radio}}(k)\,\sin\phi_{i,\mathrm{SD}})$.

The scan over frequencies is done in the following way : we set a minimum frequency f_{min} and a maximum frequency $f_{\mathrm{max}} = f_{\mathrm{min}} + \delta f$. In pratice, we took $f_{\mathrm{min}} \in [10, 200]$ MHz and $\delta f \in [5, 200]$ MHz, varying these parameters by steps of 2 MHz. The result of the scan is presented in Fig. 4.23 (left). The color code corresponds to the value of $\chi^2_W / \min_W\{\chi^2_W\}$. The optimal window corresponding to $\chi^2_W / \min_W\{\chi^2_W\}$ is defined by $f_{\mathrm{min}} \sim 18$ MHz and $\delta f \sim 58$ MHz so that $W_{\mathrm{opt}} = [18, 76]$ MHz.



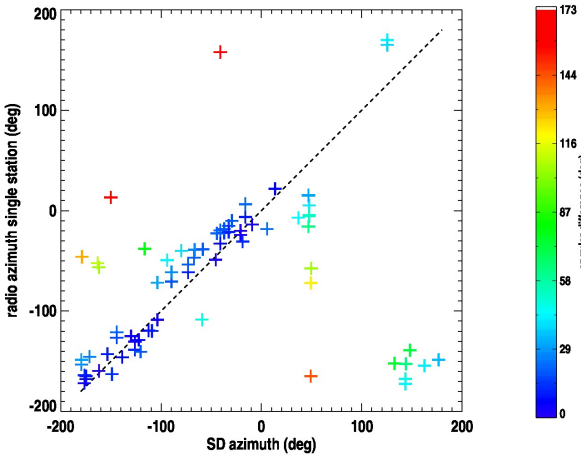
(a) *The minimum value corresponds to the white dot at $f_{min} \sim 18$ MHz and $\delta f \sim 58$ MHz.*

(b) *Same scan with f_{min} between 10 MHz and 40 MHz and δf between 5 MHz and 110 MHz. The optimal window corresponds to 26, 65 MHz in this case.*

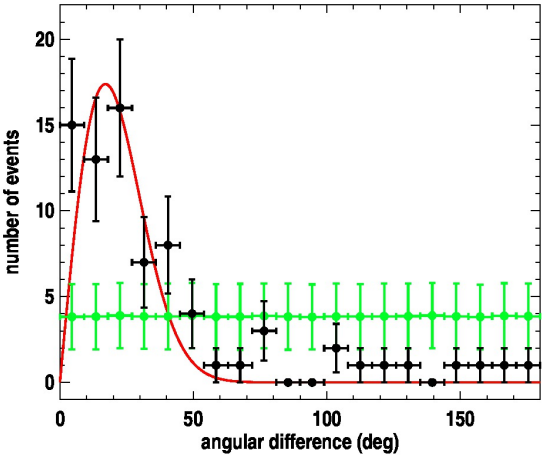
Figure 4.23 – *2D maps of $\chi^2_W / \min_W\{\chi^2_W\}$. The x-axis represent the smallest frequency f_{min} in the window W and the y-axis is δf so that $f_{max} = f_{min} + \delta f$.*

The region corresponding to low values of the χ^2 is quite large (it is the dark blue valley) and we will choose the frequency window $[20, 80]$ MHz in the following. For this particular frequency window, the correlation is presented in Fig. 4.24. Some estimated values of the azimuth are far from the SD value. For some of them, the discrepancy is due to an error in the sign $(+)$ or $(-)$ as explained at the beginning of section 4.3, leading to a shift in azimuth of $\pm 90°$. This could be solved by using more sophisticated methods to analyze the traces.

Fig. 4.25 (left) shows the skymap of the 63 SD events detected by RAugerII. Fig. 4.25 (right) shows the skymap of the 20 SD events corresponding to traces verifying $||\phi^{W_{\mathrm{opt}}}_{\mathrm{radio}} - \phi_{\mathrm{SD}}|| \geqslant 40°$. The selection $||\phi^{W_{\mathrm{opt}}}_{\mathrm{radio}} - \phi_{\mathrm{SD}}|| \leqslant 40°$ keeps 53 traces (out of 77) associated to 39 SD events. 34 out of these 39 SD events are coming from the south ($34/39 = 87.1\%$). The selection $||\phi^{W_{\mathrm{opt}}}_{\mathrm{radio}} - \phi_{\mathrm{SD}}|| \geqslant 40°$ keeps 24 traces (out of 77) associated to 20 SD events. 8 out of these 20 SD events are coming from the south ($8/20 = 40\%$).



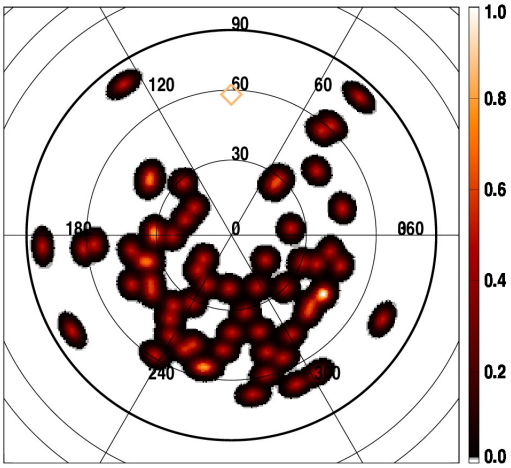
(a) *Correlation between* $\phi_{radio}^{W_{opt}}$ *and* ϕ_{SD}*. The black dashed line represents* $y = x$*. The color scale corresponds to the angular difference* $||\phi_{radio}^{W_{opt}} - \phi_{SD}||$ *in degrees.*



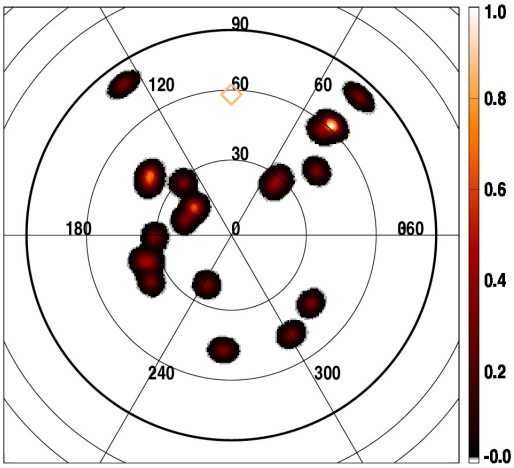
(b) *Distribution of* $||\phi_{radio}^{W_{opt}} - \phi_{SD}||$*. A sine-gaussian fit is superimposed (gaussian width=5.2°). 68% of the events have an angular difference smaller than 40° and 50% are below 22°.Green points are the resulting distribution from random values of* $\phi_{radio}^{W_{opt}}$*.*

FIGURE 4.24 – *Comparison of* ϕ_{radio} *and* ϕ_{SD}*.*

Note that $20 + 39 \neq 55$ because on SD events having more than 1 participating radio-stations, some of these stations can have either an angular difference smaller or greater than 40° : it means that all radio stations k involved in a SD event i do not always give the same value of $\phi_{i,\text{radio}}^{W_{\text{opt}}}(k)$. It means that the estimation of the azimuth of the shower using data from a single station is better for showers coming from the south. This could be due to a better induced signal-to-noise ratio in the EW polarization.



(a) *Skymap of the 63 SD events detected by RAugerII.*



(b) *Skymap of the 20 SD events having an angular difference* $\phi_{i,radio}^{W}(k) - \phi_{SD} \geqslant 40°$*.*

FIGURE 4.25 – *Skymap of cosmic events detected by RAugerII.*

Conclusion It is possible to estimate the azimuth of the showers using data from a single station. This could be interesting to use this property online in order to remove background events but this has to be proven on the AERA data. The method presented here can be improved a lot, using more sophisticated analysis of the traces. Used in an offline mode, the method could help to disentangle the different polarization patterns due to different emission mechanisms in the shower.

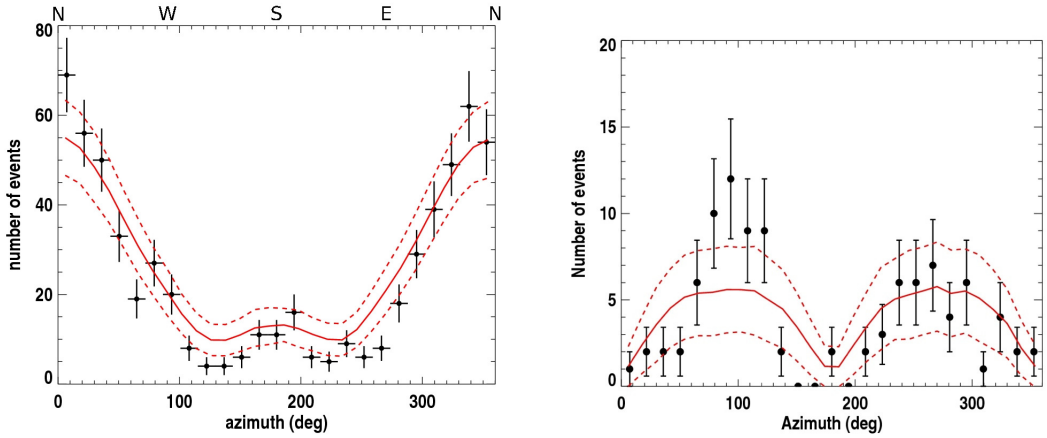
Dans cette section 4.2, j'ai présenté mes principales activités sur l'acquisition de données et les méthodes d'analyse. L'objectif final étant d'utiliser ces résultats pour améliorer et faciliter les analyses concernant la physique de la gerbe atmosphérique que l'on peut extraire du signal radio. C'est ce dernier point que j'aborde dans la section suivante.

4.4 Résultats de physique de la gerbe

Les premiers résultats obtenus par les expériences nées après les années 2000 sont décrits dans la section 1.2.2 page 29. Dans cette partie, je présente en détails les résultats concernant les mécanismes d'émission.

4.4.1 Mécanismes d'émission : effet géomagnétique

Depuis la fin des années 1960, notamment dans le papier de Kahn & Lerche [60] , on sait que le mécanisme d'émission principal est dû à l'effet géomagnétique. En effet, chaque électron et positron de la gerbe, dès son apparition, est soumis au champ géomagnétique et donc à la force de Lorentz. Cet effet systématique, qui procure une accélération aux particules chargées, est à l'origine de l'émission de champ électrique. Ce champ électrique à des propriétés bien précises : il doit être polarisé linéairement selon une direction donnée par $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$ où $\mathbf{n}$ est l'axe de la gerbe (au premier ordre, la vitesse d'une particule est dans une direction proche de celle de l'axe) et $\mathbf{B}$ est le champ géomagnétique. En plus de sa polarisation, la norme est aussi proportionnelle à $|\mathbf{n} \times \mathbf{B}|$. De sorte qu'au final, on peut modéliser l'émission géomagnétique par $\mathbf{E} \propto \mathbf{n} \times \mathbf{B}$. D'autre part, si l'on suppose (et c'est une hypothèse raisonnable) que la probabilité de trigger d'une station radio est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique alors on doit s'attendre à observer préférentiellement certaines directions d'arrivée, pour $\mathbf{B}$ fixé, c'est-à-dire en un lieu d'observation donné. Le champ électrique des gerbes provenant de régions du ciel correspondant à de grandes valeurs de $|\mathbf{n} \times \mathbf{B}|$ aura une probabilité maximale d'être détecté. Le champ géomagnétique étant orienté dans la direction nord-sud sur Terre, on peut d'ores et déjà s'attendre à ce que le champ électrique ait une amplitude plus grande dans la polarisation EW que dans la polarisation NS. C'est pour cette raison que le trigger de RAugerI utilisait le signal dans la polarisation EW. D'après notre raisonnement, une expérience installée dans l'hémisphère nord devrait observer davantage de rayons cosmiques en provenance du nord (et reciproquement pour une expérience installée dans l'hémisphère sud). Nous avons effectivement fait ces observations dans les deux hémisphères, avec les données de CODALEMAII (au nord) et de RAugerI/RAugerII/AERA (dans le sud). À titre d'exemple, la Fig. 4.26 montre la distribution azimuthale des événements gerbes détectés par les deux réseaux de CODALEMAII, dans les deux polarisations. L'effet du mécanisme géomagnétique est très net (voir aussi [139, 140]). Ces résultats ont fait l'objet de divers articles et de proceedings de conférence [140, 141, 142, 143]. L'analyse des données de CODALEMAII et la mise en évidence de la contribution géomagnétique est présentée dans l'article dans la sec-



(a) *Distribution azimuthale en polarisation EW.*

(b) *Distribution azimuthale en polarisation NS.*

FIGURE 4.26 – *Distributions azimuthales des gerbes dans les deux polarisations EW et NS. Les courbes rouges indiquent les distributions attendues dans le cas d'un pur mécanisme géomagnétique. Les courbes en pointillés représentent les contours à* $\pm 1\sigma$.

tion 4.5 page 148 avec pour titre "Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by CODALEMA" [144].

4.4.2 Mécanismes d'émission : l'excès de charge

Prédit depuis 1962 et observé dans les milieux denses, l'effet Askaryan [34] commence à être observé dans l'air depuis quelques années. Je présente dans cette section deux observables mettant en évidence l'influence très probable de l'excès de charge. La première observable utilise les propriétés de polarisation du champ électrique mesurées par les expériences MAXIMA et AERA en Argentine. Le prototype MAXIMA, lui-aussi installé dans le SD d'Auger a des données qui sont mieux décrites par un champ électrique issu d'une superposition de deux contributions : la contribution géomagnétique, dominante comme nous l'avons vu dans la section précédente et une contribution donnant un champ de polarisation radiale, dans la direction observateur-cœur de gerbe, tout comme doit l'être celle de l'excès de charge. La seconde observable concerne l'interprétation du décalage de cœur radio par rapport au cœur particules, observé dans CODALEMAII.

Analyse de la polarisation du champ avec MAXIMA et AERA

Depuis les résultats de MAXIMA (voir [145], [141]), des résultats similaires ont été obtenus dans AERA, avec une statistique plus grande et une sensiblité bien meilleure. Rappelons que les stations d'AERA mesurent simultanément le champ électrique dans les polarisations NS et EW.

Le principe de l'analyse est le suivant : puisque l'on sait que le mécanisme dominant est l'effet géomagnétique, on suppose dans un premier temps que le champ électrique total est aligné sur sa composante géomagnétique, soit selon la direction $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$, repérée dans un système d'axes orthonormés qui sont les directions NS et EW. On introduit alors deux nouveaux axes orthonormés, x' et y' tels que l'axe x' soit aligné selon la direction de $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$. Par une simple rotation, on calcule facilement les composantes du champ électrique mesuré dans le nouveau repère. Par construction, si le champ électrique mesuré

n'était dû qu'au champ géomagnétique, alors on devrait toujours avoir une composante nulle selon l'axe y' et la quantité définie par :

$$R = \frac{\sum_{i=1}^{N} E_{x'}(t_i)\, E_{y'}(t_i)}{\sum_{i=1}^{N} E_{x'}^2(t_i) + E_{y'}^2(t_i)}$$

devrait elle-aussi être nulle pour chaque événement gerbe détecté. Dans cette expression, les sommes sont faites sur les points d'une trace temporelle, la valeur de R varie dans $[-1, 1]$. En revanche, pour un événement donné, la contribution de l'excès de charge, étant radiale selon la direction définie par le cœur de la gerbe et l'observateur, R doit avoir une variation périodique, de période 2π. Pour un ensemble d'un grand nombre de gerbes vues par plusieurs stations radio, cette modulation devrait clairement apparaître (car pour un grand nombre d'événements, la diversité des positions des stations radio par rapport aux cœurs permet de couvrir toutes les directions radiales entre 0 et 2π). Un papier est en cours de préparation, il compare les données d'AERA et de MAXIMA (cette dernière apparaissant sous le nom "prototype") avec l'ensemble des codes de simulation de champ électrique disponibles, soit (Co)REAS, MGMR/EVA, ZHAires et le nôtre, SELFAS (voir le chapitre 5, page 193). Par exemple, on voit très bien dans la Fig. 4.27 l'effet de l'inclusion du mécanisme de l'excès de charge dans le code

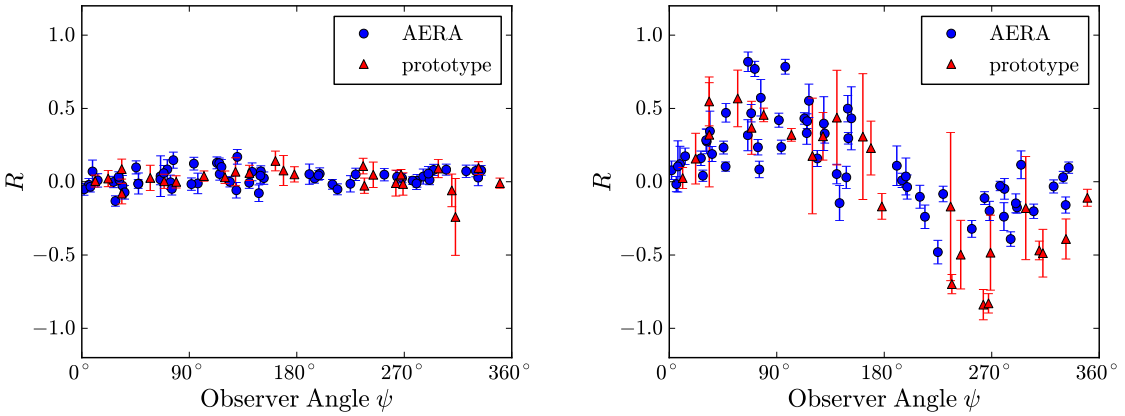


Figure 4.27 – *Gauche : facteur R en fonction de l'angle de l'observateur en utilisant des événements simulés avec SELFAS sans excès de charge. Droite : même chose avec excès de charge, la modulation à 2π est très nette.*

SELFAS sur les événements simulés. Cette analyse est faite par Daniël Fraenkel et nous avons fourni les simulations SELFAS correspondant à l'ensemble des événements observés. Enfin, le résultat principal de l'article est la corrélation du facteur R mesuré avec le facteur R prédit par la simulation (voir Fig. 4.28). La corrélation est mauvaise si la simulation ne contient pas la contribution de l'excès de charge et elle est bien meilleure si le champ total est décrit par la superposition de la contribution géomagnétique et de l'excès de charge. De façon plus quantitative, le χ^2 par degré de liberté passe de 13.1 (sans excès de charge) à 3.4 (avec excès de charge), avec 85 degrés de liberté. Cette diminution significative du χ^2 par degré de liberté est du même ordre de grandeur pour les autres codes de simulation utilisés. Le résultat majeur de cette analyse est la mise en évidence d'une contribution à polarisation radiale dans le champ électrique total émis par une gerbe atmosphérique. D'autres études seront nécessaires pour pouvoir associer de façon non-ambigüe cette contribution au mécanisme d'excès de charge.

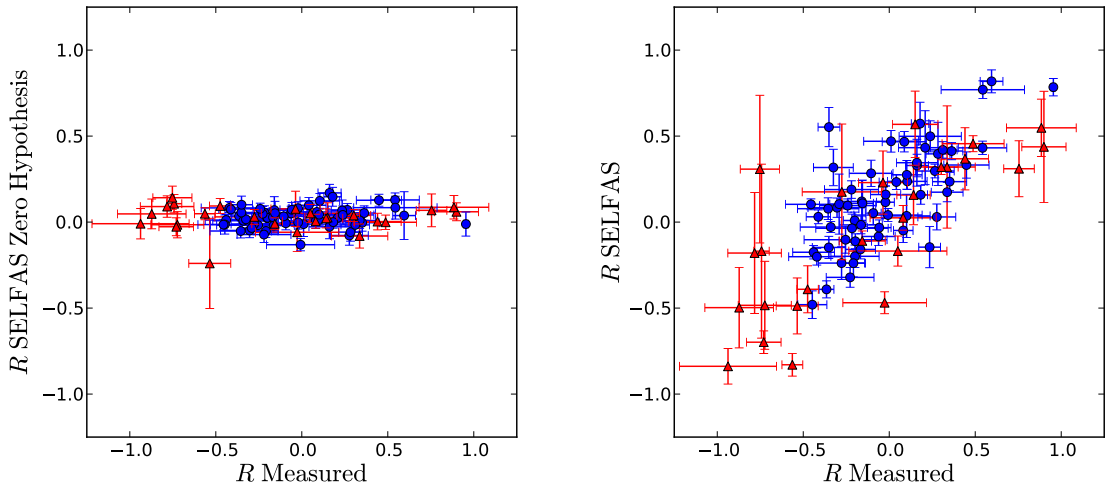


FIGURE 4.28 – *Gauche : corrélation entre le facteur R obtenu sur les événements simulés par SELFAS sans excès de charge en fonction du facteur R mesuré par AERA (en bleu) et MAXIMA (en rouge). Droite : même chose mais avec l'excès de charge dans SELFAS.*

Décalage de cœur dans les données de CODALEMAII

Cette analyse a été principalement menée par Vincent Marin. Après une première présentation à l'ICRC en 2011 [146], elle a fait l'objet d'une publication qui est soumise à Astroparticle Physics.

Comme nous l'avons vu précédemment, la polarisation totale du champ électrique est dûe à la superposition des polarisations des deux principales contributions au champ électrique : l'effet géomagnétique et l'excès de charge. Selon la position relative de l'observateur par rapport à l'axe de la gerbe, ces polarisations peuvent se superposer constructivement ou destructivement, comme expliqué dans le schéma de gauche de la FIG. 4.29. Considérons par exemple le cas d'une gerbe verticale dont le cœur coïncide avec l'origine du système de coordonnées, en $(0,0)$. Le cœur étant défini comme l'intersection de l'axe de la gerbe avec le plan du sol. C'est en ce point que la densité de particules est la plus élevée. Nous avons simulé cette gerbe avec SELFAS et nous avons calculé le champ électrique produit par les particules secondaires de cette gerbe en 145 points du sol. Pour chaque antenne simulée, nous avons filtré le champ électrique simulé dans la bande de fréquence $23 - 83$ MHz, tout comme nous le faisons dans CODALEMAII. Il est possible de représenter l'amplitude maximale du champ électrique dans la polarisation EW (comme dans CODALEMAII) en fonction de la position de l'antenne au sol. Cette distribution 2D du signal au sol est présentée dans le graphique de droite dans la FIG. 4.29. Ce résultat est prédit par divers simulations [voir 147, 148, 149] et cet effet de superposition des polarisations implique une perte de symétrie cylindrique autour de l'axe pour le champ électrique, dans sa polarisation EW. Dans cet exemple de gerbe verticale, un observateur situé à l'est de l'axe de la gerbe et n'ayant accès qu'au champ électrique en polarisation EW pour étudier la gerbe, positionnera le cœur (au sens radio, le point ayant la plus forte amplitude) à l'est du cœur particules. En utilisant les simulations, il est possible de caractériser le décalage de cœur attendu en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe. Nous faisons cette analyse en prenant un lot de 315 événements sélectionnés, détectés par CODALEMAII. Chacun de ces événements est reconstruit indépendamment par le réseau de scintillateurs et par le réseau d'an-

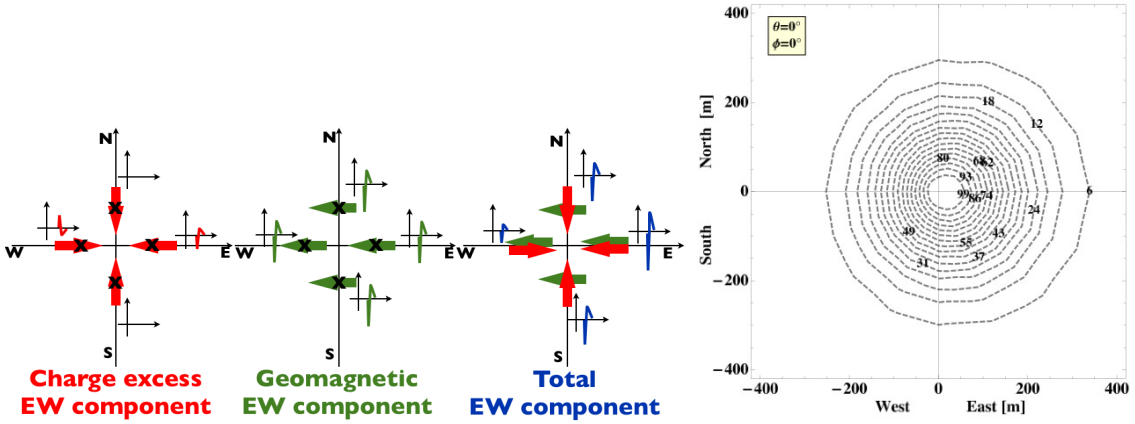


FIGURE 4.29 – *Gauche : superposition des polarisations des champs électriques. Droite : répartition au sol du champ électrique en polarisation EW, d'une gerbe verticale simulée de* 10^{17} *eV. L'origine du système de coordonnées se trouve au même point que le cœur particules. Les lignes de contour sont exprimées en* $\mu V.m^{-1}$*, dans la bande* $23 - 83$ *MHz. On voit que le cœur radio est décalé vers l'est par rapport au cœur particules.*

tennes. La reconstruction des scintillateurs nous fournit la position du cœur particules (x_c^p, y_c^p). De même, nous avons une estimation des cœurs radio mesurés $(x_c^{r,\text{data}}, y_c^{r,\text{data}})$. Dans la simulation, nous utilisons un réseau d'antennes simulées identique au réseau radio de CODALEMAII. Pour chaque gerbe simulée (en supposant son énergie égale à 10^{17} eV, nous calculons la direction d'arrivée (par triangulation) ainsi que la position du cœur radio en fittant le profil du champ électrique dans la polarisation EW par une exponentielle décroissante $\xi(d) = \xi_0\, e^{-d/d_0}$, avec 4 paramètres libres : ξ_0 (qui est la valeur interpolée du champ électrique sur l'axe de la gerbe), d_0 (distance d'atténuation du champ) et les coordonnées du cœur radio $(x_c^{r,\text{sim}}, y_c^{r,\text{sim}})$ qui interviennent dans le facteur d qui est la distance à l'axe de l'antenne considérée. Finalement, nous comparons la position des cœurs radio $(x_c^{r,\text{sim}}, y_c^{r,\text{sim}})$ par rapport aux cœurs particules mesurés (x_c^p, y_c^p). Nous faisons cette analyse à deux reprises : une fois en utilisant les 315 gerbes simulées avec SELFAS incluant l'excès de charge et une autre fois en annulant l'excès de charge. La FIG. 4.30 montre les positions relatives des cœurs radio par rapport aux cœurs particules en utilisant SELFAS sans excès de charge (figure de gauche) et avec excès de charge (figure de droite). On s'aperçoit que l'inclusion de l'excès de charge dans la simulation prédit un décalage des cœurs radio vers l'est par rapport aux cœurs particules. Ce décalage apparaît comme une signature importante du mécanisme d'excès de charge dans l'émission de champ électrique dans les gerbes atmosphériques. Enfin, il reste à comparer les cœurs radio $(x_c^{r,\text{data}}, y_c^{r,\text{data}})$ obtenus avec les vraies données, avec les cœurs particules. On peut voir dans la FIG. 4.31 qu'un décalage vers l'est est visible dans les données. Nous interprétons ce décalage dans les données comme une indication forte de la manifestation du mécanisme d'excès de charge. Le nombre de gerbes utilisées dans cette analyse est suffisant pour que l'on puisse caractériser l'amplitude (en mètres) du décalage vers l'est $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EW}}$ en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe (ou plutôt de la valeur de $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EW}}$). En simulant un grand nombre de fois l'ensemble des 315 gerbes, nous pouvons calculer le décalage vers l'est prédit par SELFAS avec sa limite à $\pm 1\,\sigma$. La FIG. 4.32 montre le bon accord entre le décalage mesuré et le décalage prédit. Dans cette figure, on peut voir que les barres d'erreur des données sont bien plus grandes que la largeur de la zone à $\pm 1\,\sigma$ de la simulation. Ceci provient du fait que dans la simulation, aucune fluctuation sur le point de première interaction X_1 n'a été prise en compte.

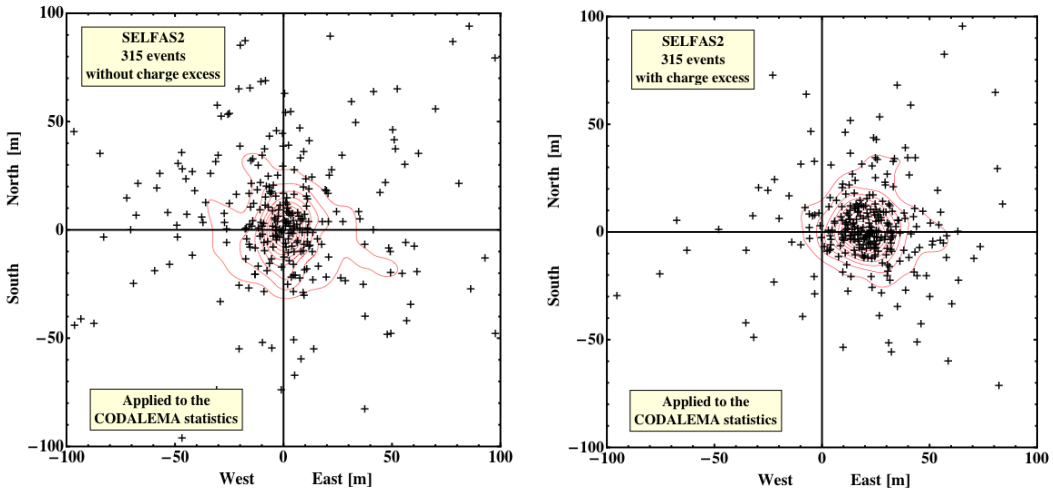


FIGURE 4.30 – *Gauche : position relative des cœurs radio* $(x_c^{r,sim}, y_c^{r,sim})$ *par rapport aux cœurs particules mesurés* (x_c^p, y_c^p)*. Les cœurs radio sont estimés à partir de gerbes simulées par SELFAS en ayant annulé le mécanisme d'excès de charge. Droite : même chose mais en laissant l'excès de charge dans SELFAS.*

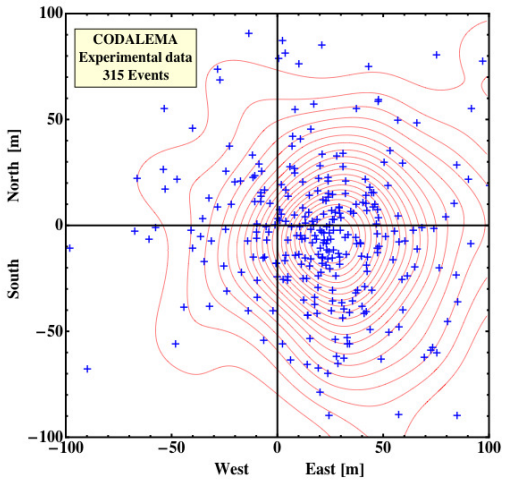


FIGURE 4.31 – *Position relative des cœurs radio mesurés* $(x_c^{r,data}, y_c^{r,data})$ *par rapport aux cœurs particules mesurés* (x_c^p, y_c^p)*. Un décalage vers l'est est observé, comme dans le cas des simulations incluant l'excès de charge (voir plot de droite de la* FIG. *4.30).*

4.4.3 Corrélation champ électrique/énergie du primaire

La corrélation entre le champ électrique émis par une gerbe atmosphérique et l'énergie du rayon cosmique primaire a déjà été abordée dans le passé, dès les expériences pionnières de la fin des années 1970, avec certaines limitations. Des progrès ont été accomplis depuis, je les ai décrits dans la section 1.2.2 à la page 30. Je posais la question, page 31, de l'influence des erreurs systématiques rencontrées en radiodétection. La technique de fluorescence, nous l'avons vu, permet une mesure calorimétrique de l'énergie déposée dans l'atmosphère par la gerbe et permet ainsi d'être indépendants de modèles hasardeux sur, par exemple, les extrapolations des sections efficaces à ultra-haute énergie. À cause de la fluctuation sur le point de première interaction X_1 de la gerbe, un même primaire à une énergie donnée et direction d'arrivée donnée, peut être vu par un détecteur de surface de façon très différente. Pour cette raison, l'erreur systématique sur

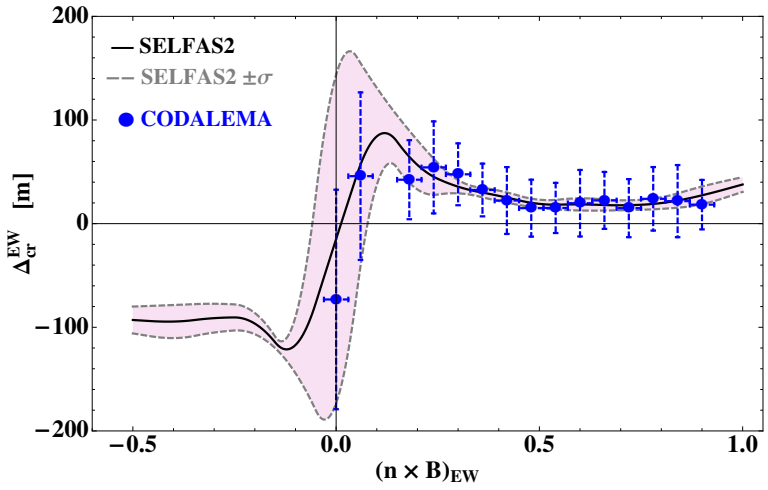


FIGURE 4.32 – *Amplitude du décalage vers l'est en fonction de* $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EW}$. *Les données sont représentées par les points bleus et la simulation apparaît en rose.*

l'estimation de l'énergie d'un détecteur de surface est grande par rapport à celle d'un détecteur de fluorescence. On ne sait pas à l'heure actuelle, comment se traduisent ces fluctuations sur le X_1 sur le signal radio. Dans le chapitre 5, je présente des études préliminaires qui donneront, par la suite je l'espère, des indications bien plus précises sur ce problème (voir notamment la section 5.4.1 page 217). Sans toutefois avoir la réponse complète, on peut d'ores et déjà se demander de quelle manière la corrélation entre le champ électrique et le signal d'un détecteur de surface est affectée par ce type d'erreurs. Pour cela, j'ai travaillé avec Thibault Garçon sur un lot de 324 événements détectées par CODALEMAII ayant passé les critères de qualité requis (il s'agit notamment d'événements internes, c'est-à-dire bien contenus dans les deux réseaux, de grande multiplicité pour limiter les erreurs statistiques). Ces 324 événements ont été sélectionnés par Thomas Saugrin [150].

Énergie du primaire

L'erreur systématique estimée pour le réseau de scintillateurs est de 30% (note interne de Joël Chauvin [151]). Au lieu de travailler dans l'espace linéaire en énergie (on s'attend à trouver une loi de puissance) nous passons en log-log afin de n'avoir que des fit de droite à faire. Une erreur relative de 30% sur l'énergie se traduit par une erreur absolue de 0.15 sur le $\log E$. De façon plus générale, on peut paramétrer l'erreur absolue sur le log en fonction de l'erreur relative sur E (fait par Monte-Carlo), et on obtient :

$$\sigma_{\log E} = 0.345\,\frac{\sigma_E}{E} + 0.575\,\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + o\left(\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2\right).$$

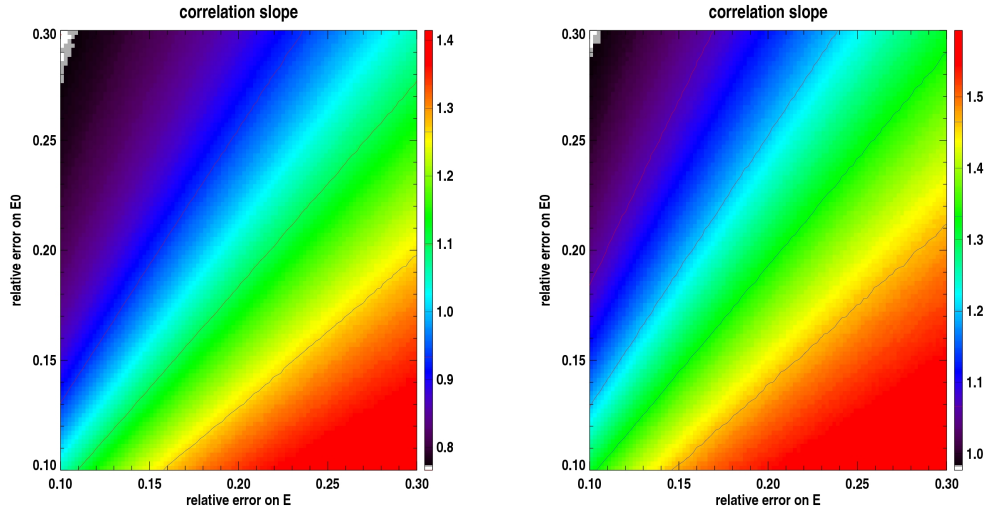
où σ_E est l'erreur absolue sur l'énergie. Une fois connue la dispersion sur le $\log E$, il nous faut la fonction de densité de probabilité. Si celle-ci est gaussienne pour les erreurs relatives, alors elle est log-normale pour $\log E$:

$$p(y) = \frac{\ln 10}{\sigma_E\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{(10^y - < E >)^2}{2\sigma_E^2}\right)10^y$$

où $y = \log E$, E étant la valeur de l'énergie. La fonction p n'est pas rigoureusement symétrique mais dans la suite, on peut l'approcher par une gaussienne (de variance 0.15 pour 30% d'erreur relative à une énergie de 10^{17} eV).

Champ électrique extrapolé sur l'axe

Pour la variable représentative du champ électrique, on utilise la valeur du champ extrapolée ξ_0 sur l'axe de la gerbe. Pour chaque événement du lot sélectionné, on reconstruit le profil radio en supposant une décroissance exponentielle de la forme $\xi(d) = \xi_0 \exp(-d/d_0)$. Je rappelle que dans CODALEMAII on ne mesure que la polarisation EW du champ électrique (on n'a que 3 antennes en polarisation NS, voir section 1.3.3 page 45). Les deux variables dont la corrélation nous intéresse sont donc $\log \xi_0$ et $\log E$. Le fit de la corrélation est fait en prenant en compte simultanément les barres d'erreur selon les deux axes. Après un fit de profil radio sur un événement donné, la résolution donne en général une erreur statistique de l'ordre de 10%, estimée à partir des erreurs sur le champ $\xi(d)$ antenne par antenne. On trouve le même ordre de grandeur pour l'erreur statistique pour le détecteur de particules. Si l'on suppose que l'erreur systématique en radio est du même ordre de grandeur que celle utilisée en particules, alors $\sigma_{\log \xi_0} = 0.15$. Quand cette étude a été réalisée (été 2010 [152]), il s'agissait de démontrer l'importance de bien prendre en compte les barres d'erreur sur les deux axes. Nous avions trouvé une pente de corrélation proche de 1 si on ne corrigeait pas la valeur de ξ_0 de l'effet géomagnétique (la correction était de diviser ξ_0 par $|(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\mathrm{EW}}|$). Avec la correction géomagnétique, la pente était de 1.3. Une estimation précise des erreurs sur les deux axes est également nécessaire puisque la pente varie fortement selon ces valeurs. La FIG. 4.33 montre la valeur de la pente de la corrélation linéaire entre $\log \xi_0$ et $\log E$ en fonction des erreurs sur les deux méthodes de détection, avec et sans correction géomagnétique. Les valeurs de pente obtenues dans cette figure supposent des erreurs totalement décorrélées entre les deux détecteurs. Je précise également que les données



(a) *Pente calculée sans correction géomagnétique.*

(b) *Pente calculée avec correction géomagnétique*

FIGURE 4.33 – *Pente de la corrélation* $\log \xi_0$-$\log E$ *en fonction des erreurs sur l'énergie et le champ électrique extrapolé sur l'axe.*

n'étaient pas déconvoluées de la réponse d'antenne au moment de l'étude.

La seconde partie de l'étude concernait le degré de corrélation entre les deux détecteurs. Pour cela, nous avons testé par simulation Monte-Carlo la méthode de calcul de corrélation. Nous avons choisi une loi de corrélation de la forme $\log \xi_0 = a + b \log E$, en fixant les valeurs de a et b. Ensuite, pour chaque couple de valeurs binnées $(\sigma_E, \sigma_{\xi_0})$,

nous avons simulé un lot unique de 324 d'évévenements suivant une distribution en énergie $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{-3}$; ces événements sont considérés comme étant les événements "vrais". À partir de ce lot "vrai", nous avons introduit des erreurs : les énergies mesurées sont les énergies vraies avec une erreur gaussienne σ_E. On a ainsi 324 valeurs d'erreurs sur l'énergie. Pour le champ électrique, la valeur vraie est celle donnée par la formule $\log \xi_0 = a + b \log E$ appliquée aux énergies vraies. Les erreurs sur ξ_0 sont soit décorrélées des valeurs d'erreur sur E (mais restent gaussiennes avec une variance σ_{ξ_0}) soit totalement corrélées et sont dans ce cas issues de la même séquence de nombres aléatoires mais de variance σ_{ξ_0}. Pour un lot d'événements vrais, 1000 lots avec erreurs ont été simulés, toujours pour un couple $(\sigma_E, \sigma_{\xi_0})$ donné. On peut ainsi calculer la pente moyenne et sa dispersion. Nous avons démontré que la méthode fonctionnait sans biais sur ces lots simulés, nous sommes capables de retrouver la loi injectée dans la simulation, que les erreurs soient totalement corrélées ou totalement décorrélées. Par exemple, la Fig. 4.34 montre que la valeur de la pente injectée est calculée correctement quelque soit l'erreur sur E ou ξ_0 (hypothèse d'erreurs décorrélées).

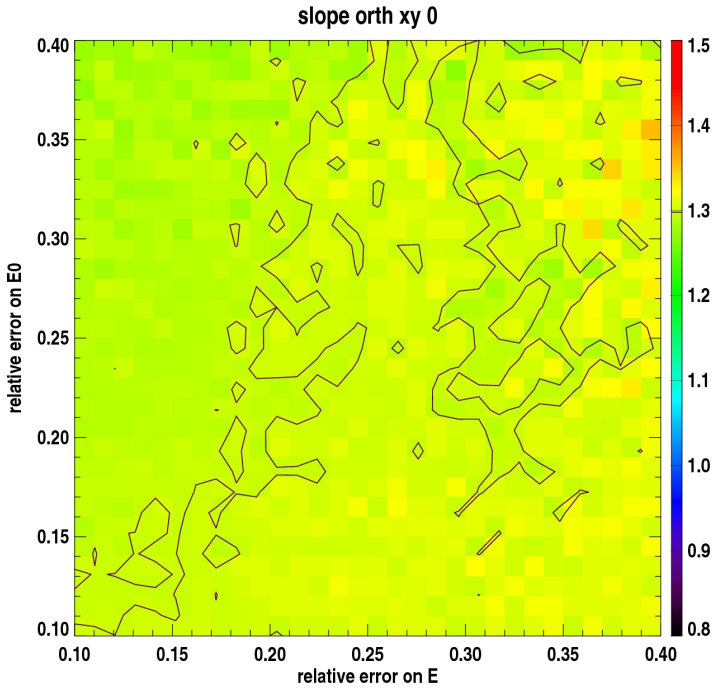


Figure 4.34 – *Pente de la corrélation* $\log \xi_0$-$\log E$*, hypothèse d'erreurs décorrélées. La valeur injectée dans la simulation était une pente de* 1.3*. La méthode retrouve cette valeur de pente quelques soient les erreurs sur* E *et* ξ_0*.*

Ce travail a prouvé la validité de la méthode de calcul de corrélation entre le champ électrique et l'énergie du primaire. L'analyse peut se faire dans l'espace $\log \xi_0 - \log E$ sans induire de biais et l'influence des erreurs sur les deux détecteurs a été évaluée. Dans un futur proche, cette analyse doit être appliquée à nouveau sur les données de CODALEMAII après déconvolution de la réponse d'antenne.

4.5 Articles

On trouvera dans cette section, et dans cet ordre :

1. la note interne (à la collaboration Pierre Auger) sur la résolution angulaire et l'inter-calibration en utilisant le signal des avions. Dans cette note, j'utilise les données des stations autonomes de RAugerII ;
2. l'article [144] dans lequel j'ai fait l'analyse du modèle géomagnétique avec les données de CODALEMAII ;
3. ma contribution à l'ICRC 2011, en août dernier à Pékin [141]. J'ai présenté lors de cette conférence les résultats de l'ensemble des expériences radio prototypes pré-AERA (qui était à peine installée) ;
4. le papier comprenant tous les résultats de RAugerI, que l'on espère soumettre à JINST en septembre, au nom de la collaboration Pierre Auger.

Airplane signals detected by the RAuger radio stations: spectral and time domain characteristics, inter-calibration and polarization studies

GAP 2011-078

Benoît Revenu, SUBATECH, Nantes, France

Abstract

In GAP2011-003 was presented an angular resolution estimation method based on the reconstruction of the trajectory of airplanes detected by the RAuger fully autonomous stations. We present here details on the signals using data from the airplane detected on March 22, 2011. An angular resolution as good as 0.5° has been reached using the EW polarization data with a signal-to-noise ratio cut. We focus on some spectral and time domain characteristics. The study of these data allow us to propose an inter-calibration method which is of great interest in order to be able to provide a good estimation of the electric field emitted by atmospheric showers.

1 Airplane trajectory and data set

On March 22, 2011, an airplane has been detected by the three autonomous stations A2, A3 and A4 close to the CLF. These stations are the upgraded version of the first RAuger setup. They are equipped with Butterfly antennas which are much more sensitive than the previous dipolar antennas used between 2007 and May 2010. The airplane transit occurred between 20h45 UTC and 20h47 UTC. We use the reconstruction method proposed in GAP2011-003. We filter the data in the band 40-80 MHz and we require the signal-to-noise ratio to be above 10. The maximum trigger rate of these stations is around 25 s^{-1}. Concerning this airplane, we have a total of 531, 529 and 501 triggers for A2, A3 and A4 respectively between UTC second=1300826787 (first triangulated detection) and UTC second=1300826925 (last triangulated detection) and 441 of them correspond to events we can reconstruct by triangulation in the direction of the airplane. The signal-to-noise ratio cut gives us 349 events with timestamps estimated using the maximum of the EW polarization signal. The skymap of these events is presented in Fig. 1 (left). The red line is the best fit of the detected trajectory assuming a linear trajectory at constant velocity and constant altitude. The color scale indicates the event timing relatively to the minimum impact parameter timing of the airplane seen by RAuger. This minimum distance is indicated by the red dashed line and corresponds to $(\theta, \phi) = (58.4°, 160.9°)$ (estimated on the fitted trajectory) where θ is the zenith angle and ϕ the usual Auger azimuth (0°, 90° are

east and north respectively). The airplane is coming from the south and going to the north. The right part of Fig. 1 shows the 3D angular distance between detected positions and fitted positions. The angular resolution is estimated to be 0.53° (space angle containing 68% of the events), the σ of the sin $\times$ Gaussian fit is equal to 0.14°. This result is very interesting since we can expect to have the same kind of resolution for cosmic rays keeping in mind that we have here only three stations separated by a small distance (140 m) so that the lever arm is quite weak. The airplane average velocity, if we assume an altitude of $h = 8$ km, is around 980 km/h.

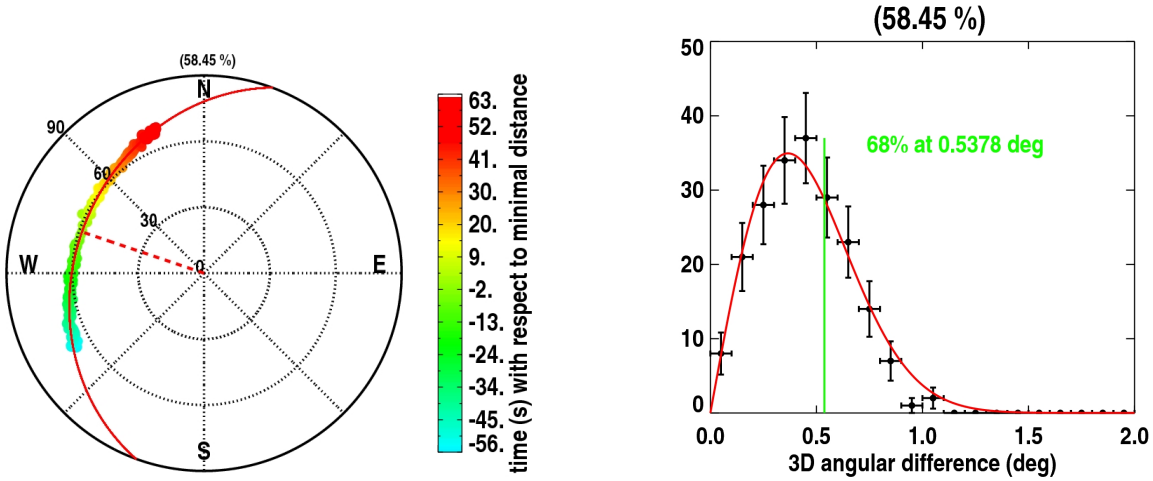


Figure 1: Left: skymap of the detected (color dots) and fitted (plain red line) airplane trajectory. The closest point of the trajectory is indicated by the red dashed line. The color scale indicates the timing relatively to the closest point of the trajectory from RAuger. Right: on this trajectory, the angular resolution is estimated at 0.53°.

2 Signal shape

2.1 Frequency domain

Fig. 2 is the time-frequency diagram for station A2 in both EW (left) and NS (right) polarizations between 1 and 500 MHz, the color scale being the logarithm of the power. It contains the Fourier spectra of the first 10 000 events during this day. We immediately see that the trigger rate is increasing a lot in the evening as already observed in the RAuger-1 experiment. The time period of the day indicated by the white dashed lines corresponds to the transit of the airplane. The vertical regular lines between 80 MHz and 110 MHz correspond to the FM broadcast emission. The vertical regular lines in the EW and NS polarizations around 200 MHz are due to TV broadcast emission. When zooming on the airplane transit time (see Fig. 3), we observe that the airplane appears with a very strong power at frequencies around 50 MHz but also at higher frequencies between 150 MHz and 250 MHz as irregular patterns, different for

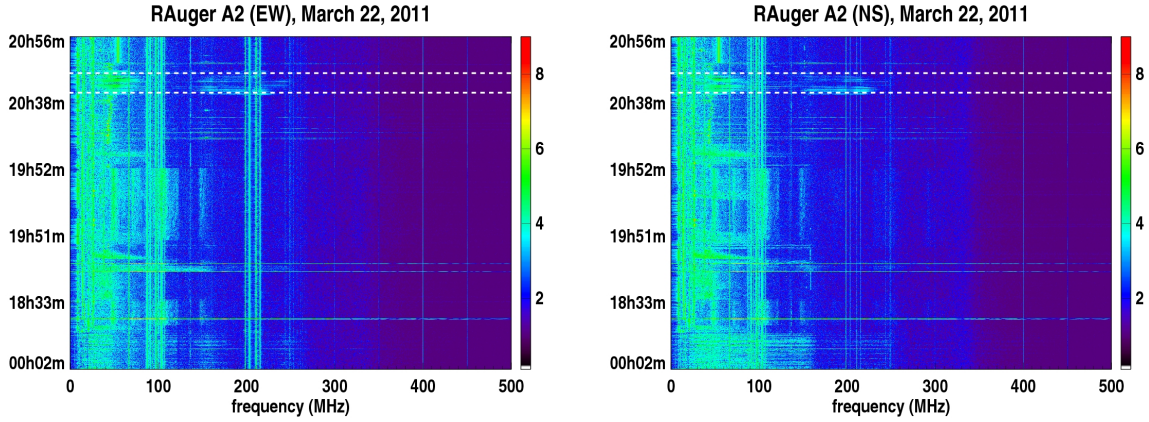


Figure 2: Time-frequency diagram for the first 10 000 events recorded by A2 on March 22, 2011, in both EW (left) and NS (right) polarizations. The highly variable trigger rate is visible in the event occurence time scale. The airplane transit occured between the two horizontal dashed lines between 20h45 UTC and 20h47 UTC.

the two polarizations: we can infer that the signal emitted by the airplane is polarized. More information on the observed polarization is given in section 2.2. We have very similar diagrams for stations A3 and A4. These diagrams are also very similar to the diagrams obtained with the airplane of December 15, 2010 described in GAP2011-003.

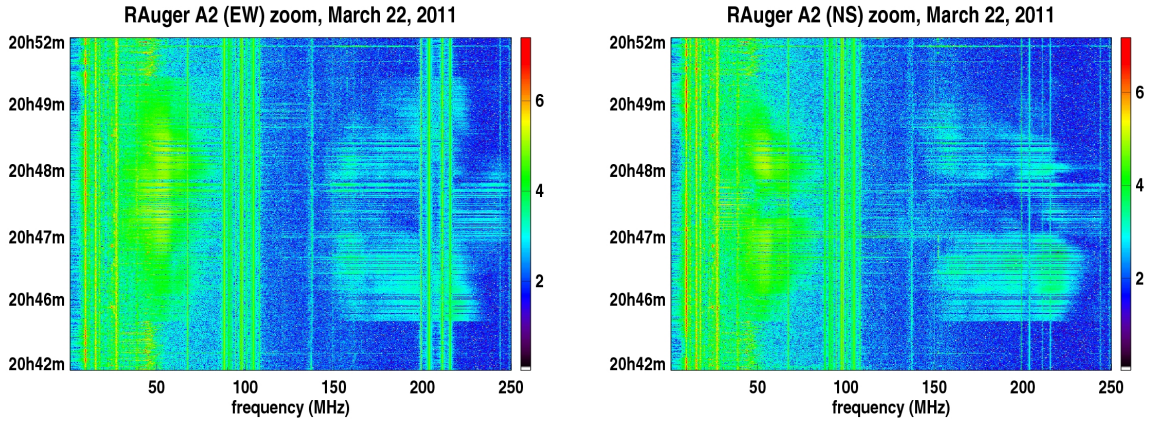


Figure 3: Time-frequency diagram for the events associated to the transit of the airplane recorded by A2 on March 22, 2011, in both EW (left) and NS (right) polarizations.

In order to extract the airplane signal without the noise contribution, we first consider all the events which are not associated to the airplane signal. We compute the individual Fourier spectrum of these events for the two polarizations and the power corresponding to a given

frequency is the **median** value of all spectra for this frequency. Doing this, we get the "regular" background Fourier spectra. We apply the same procedure on the airplane events to get the airplane Fourier spectra. We present these spectra in Fig. 4 in both polarizations (EW on the left, NS on the right). We finally express the airplane signal in terms of signal to noise ratio: Fig. 5 presents the ratio of the airplane Fourier spectrum to the noise Fourier spectrum in both polarizations. The horizontal line corresponds to a signal to noise ratio equal to one.

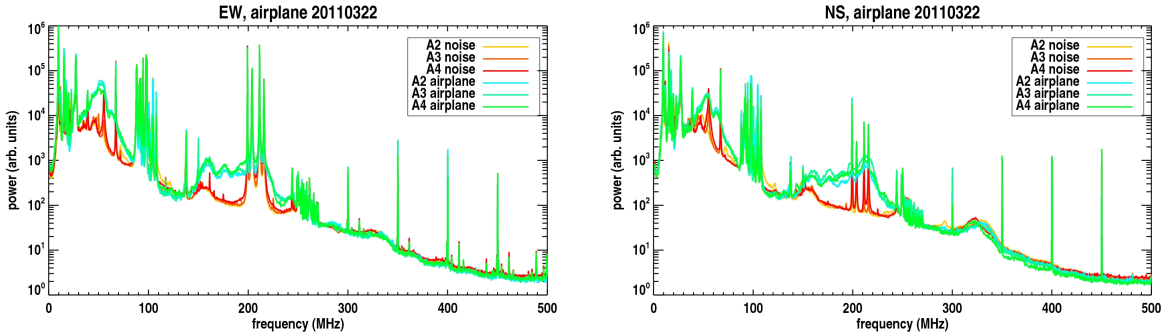


Figure 4: Fourier spectrum for the three stations A2, A3 and A4 computed during the airplane transit and outside the airplane transit (referred as noise), in both EW (left) and NS (right) polarizations on March 22, 2011.

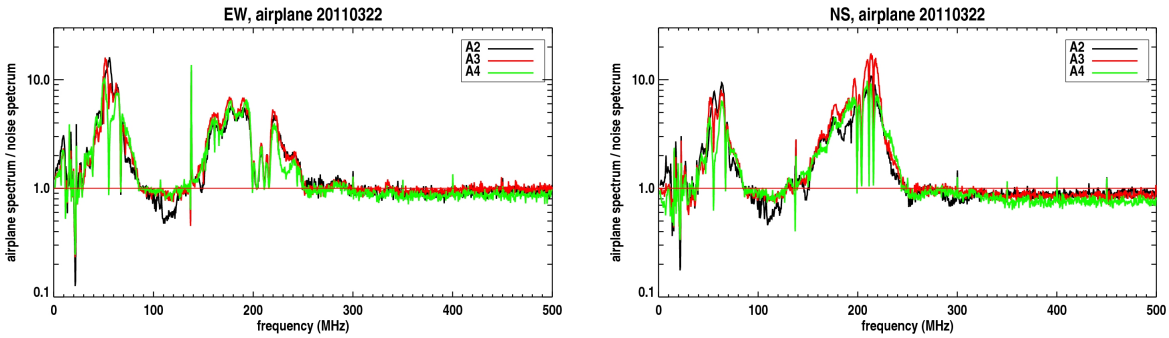


Figure 5: Ratio of the fourier spectra presented in Fig. 4 for the three stations A2, A3 and A4 in both EW (left) and NS (right) polarizations on March 22, 2011.

In Fig. 3 we see that the spectral signature of the airplane depends on time. It is particularly visible in the NS polarization where the power at a frequency around 50 MHz seems to vanish around 20h47m30s. It corresponds to the moment where the airplane is at maximum elevation (as seen from the RAuger site) and also to the minimal distance to the airplane since the distance is equal to $h/\cos\theta$ where h is the altitude of the airplane. The fact that the signal is vanishing in the NS polarization while the airplane is at minimum distance from the stations could be due to an non-isotropic emission pattern. To quantify the changes in the spectra while the

airplane is passing at minimum distance, we divide the data into two sets: the events detected before reaching the minimal distance (285 events) and the events detected after reaching the minimal distance (245 events). The Fourier spectra and their ratios are shown in Fig. 6. We observe that when the airplane is incoming the signal is stronger in both polarizations at high frequencies (between 150 and 250 MHz) than when the airplane is outgoing. The airplane signal in the EW polarization is stronger at low frequencies (around 50 MHz) when the airplane is outgoing.

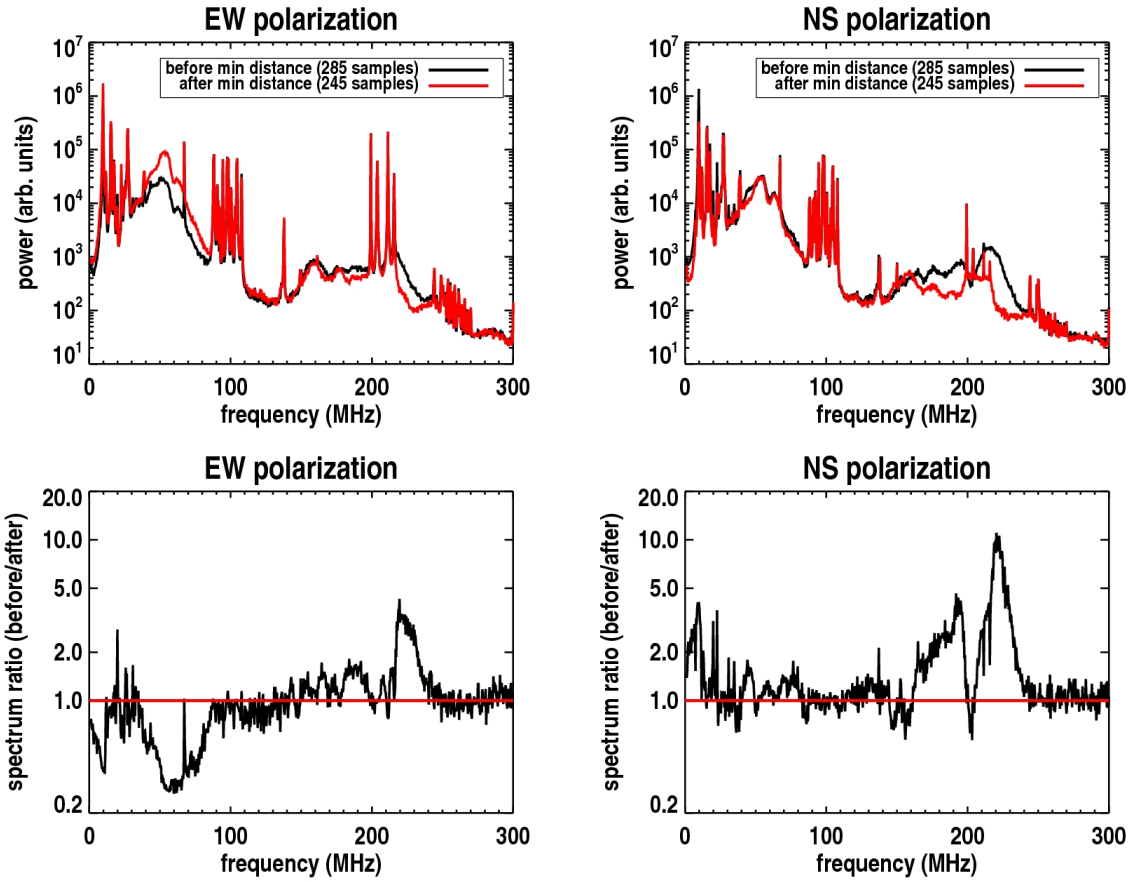


Figure 6: Left: EW polarization data. Right: NS polarization data. Top: Fourier spectra computed during the airplane transit before reaching the minimal distance (285 events, in red) and after reaching the minimal distance (245 events, in black). Bottom: ratio of the Fourier spectra (before/after).

2.2 Time domain and polarization

We observe that the reception times of the signals are not randomly distributed. We receive bunches of 4 pulses. These bunches are separated by 0.86112 ± 0.00028 s and the four pulses inside a single bunch are separated by 0.13287 ± 0.00009 s. Fig. 7 (left) shows the bunch structure of the airplane signal and Fig. 7 (right) shows the time interval between two consecutive events. Note that the airplane described in GAP2011-003 does not present the same time structure (another type of airplane ?). Concerning the time structure of the detected electric field

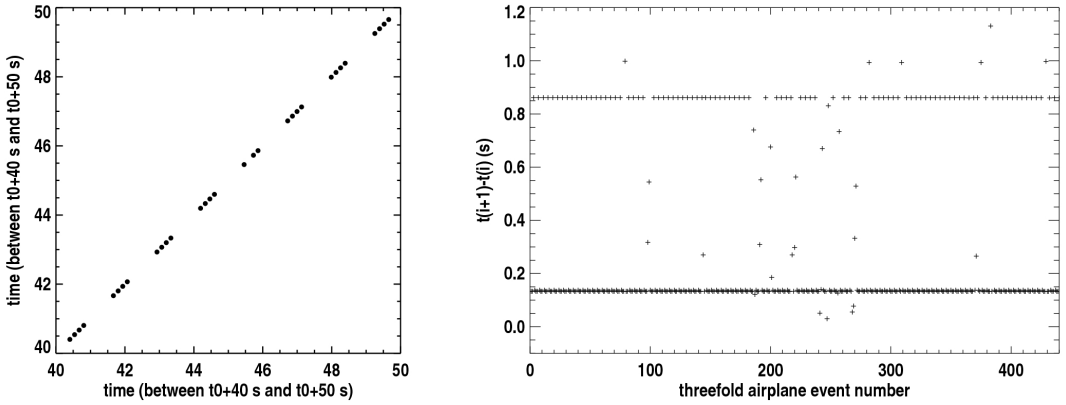


Figure 7: Left: reception times of the airplane signals as a function of time. The airplane sends data in bunches of 4 pulses (we missed the second pulse in the 5^{th} bunch). These bunches are separated by 0.86112 ± 0.00028 s. Inside a bunch of 4 pulses, the time interval is 0.13287 ± 0.00009 s. t_0 denote the first time we can triangulate the airplane. Right: time intervals between two consecutive airplane pulses as a function of the event number (threefold events corresponding to the airplane).

from the airplane, we present an example of a typical signal seen by A2 in Fig. 8. In Fig. 9, we show a zoom on the signal window of the trace. The pulse duration is of the order of 150 ns. For this event, the NS signal is not in phase with the EW signal.
During the transit, we observe a phase shift for each station between the two polarizations. At the beginning of the transit, the two channels are almost in phase. To quantify the polarization angle, we are using the data in both EW and NS directions. We work in the band 20-80 MHz. We define the amplitude on a given polarization as the total amplitude of the trace in the signal window, between bin 900 and bin 1100 (1 bin is 1 ns) with the sign information: the sign is (-1,+1) if the maximum of the signal if reached (before,after) the minimum of the signal. This convention has been chosen after a check on the coincident cosmic events detected by RAuger. With the two amplitudes A_{NS}, A_{EW}, we can compute the polarization angle defined as: $\phi_{\text{polar}} = \arctan(A_{\text{NS}}/A_{\text{EW}})$. The electric field is finally described for each station by its total amplitude $A = \sqrt{A_{\text{NS}}^2 + A_{\text{EW}}^2}$ and by its polarization angle. We can use this information to intercalibrate the 3 stations by comparing the detected total amplitudes event by event.

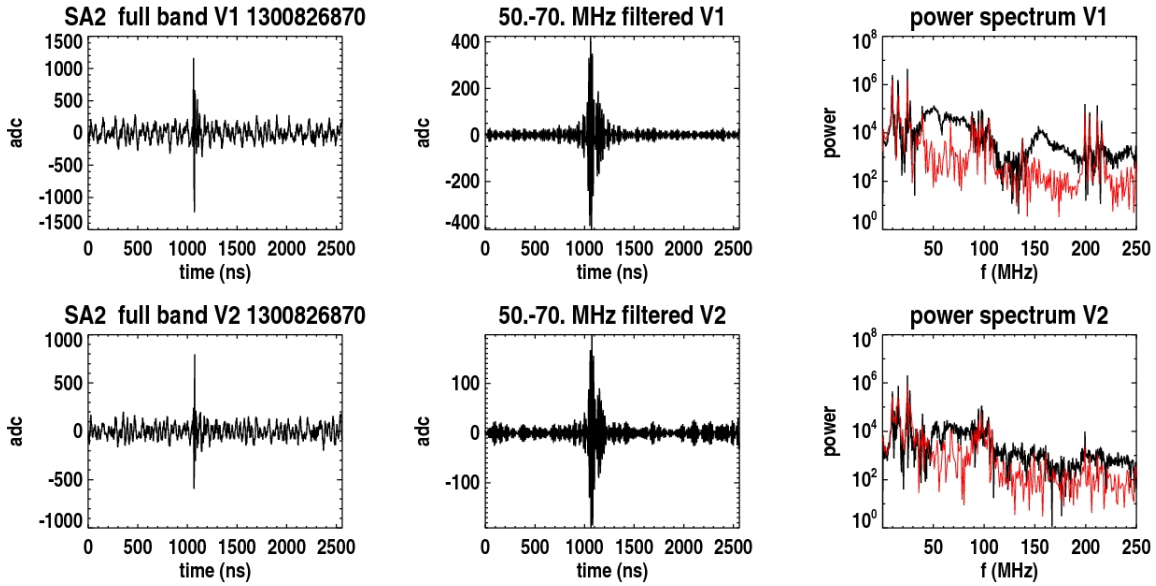


Figure 8: Airplane signal detected by A2. Top: EW polarization, bottom: NS polarization. From left to right: full band signal, 50-70 MHz filtered signal, power spectrum (of the signal in black, of the noise only in red).

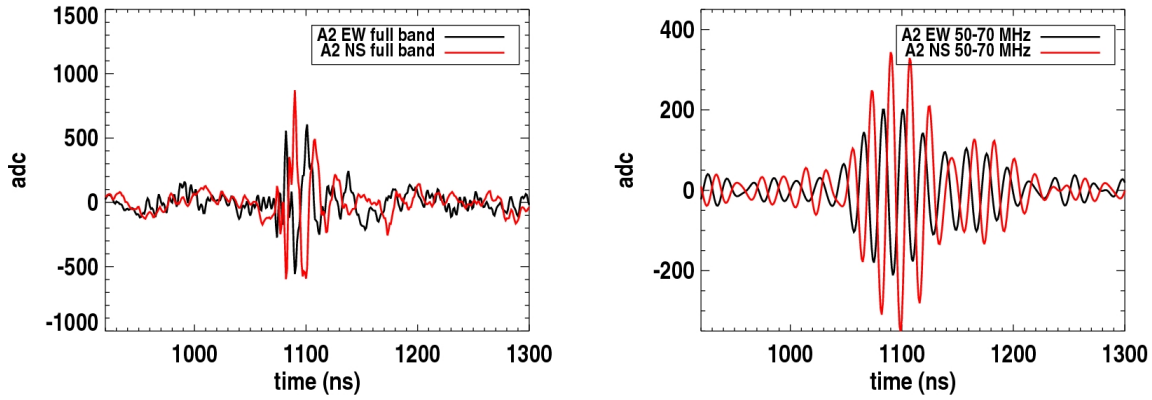


Figure 9: Zoom on the airplane signal part for an event detected by A2. Full band (left) and 50-70 MHz band (right).

Assuming that the airplane signal has the same strength in each station (which should be true at a maximum level of 2% $\sim 140/h$ with $h = 8$ km, 140 m being the inter-station distance and $h = 8$ km), we can see that the stations have to be intercalibrated at the level of some

percents. Fig. 10 presents the correlation between the total amplitudes of the electric field for station pairs A2-A3 (left), A2-A4 (middle) and A3-A4 (right). We see that the relative differences between the stations are: 14% for A2-A3, 10% for A2-A4 and 5% for A3-A4. When dealing with electric fields due to atmospheric showers, these corrections are very important to be able to estimate the on-axis electric field value. The method should be improved because we observe that the slope of the correlation is slightly dependent on the portion of data used in the trajectory (before minimal distance vs after minimal distance). If we compute the slopes of the correlation using: {all events, events before minimal distance, events after minimal distance} then the slopes are {0.86,0.88,0.93} for A2-A3, {0.9,0.83,0.93} for A2-A4 and {1.04,0.94,1.0} for A3-A4. These differences cannot be attributed to the different distances airplane-A2, airplane-A3 and airplane-A4 because for this trajectory with $h = 8$ km they are the same at a relative level of 0.017%.

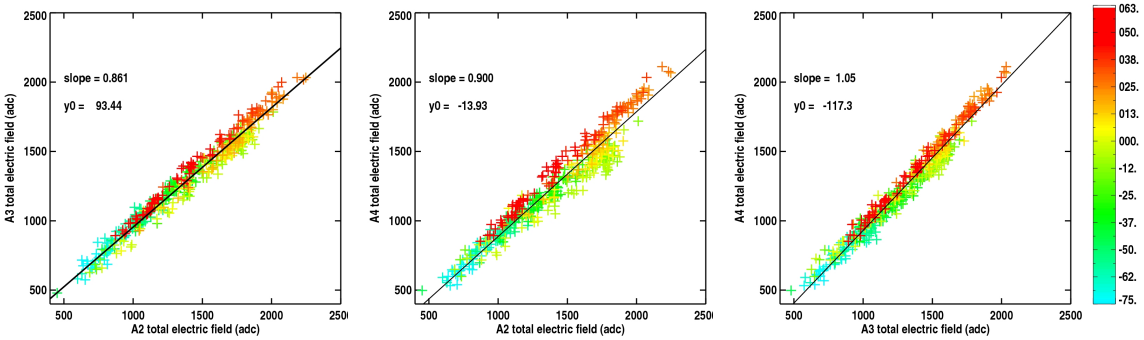


Figure 10: Determination of intercalibration parameters using airplane signals. Left: intercalibration for A2 and A3. Midde: same, for A2 and A4. Right: same for A3 and A4.

As we observed in Fig. 6, the detected signal characteristics depends on the position of the airplane along its trajectory. The strong change occurs when the airplane is at minimum distance from the stations. Using the fitted trajectory, in order to reduce the influence of the bad angular reconstruction, we can compute the distance airplane-station for each point. Since we also know the measured signal for each point, we can try to extract the electric field dependence with distance. This dependence is presented in Fig. 11 for the absolute value of the EW amplitude (left plot), the absolute value of the NS amplitude (middle plot) and the total amplitude (right plot). The dependence of the signal with the airplane trajectory (incoming or outgoing) is clear and could be associated with a non-isotropic emission pattern of the device as stated previously. On the right plot of Fig. 11 we overplotted (not a fit) a $1/d^2$ curve to show that the incoming part of the trajectory is compatible with a $1/d^2$ dependence.
We can also try to determine the emission pattern of the airplane. For this, we first invert the problem and consider the geometry in the airplane reference frame: for the complete airplane trajectory seen from RAuger, we can get the corresponding reciprocal trajectory of RAuger seen from the airplane. We use as zenithal angle the usual spherical zenith angle and we choose the origin of the azimuthal angle in the direction of motion (forward) so that $\phi = 0°$

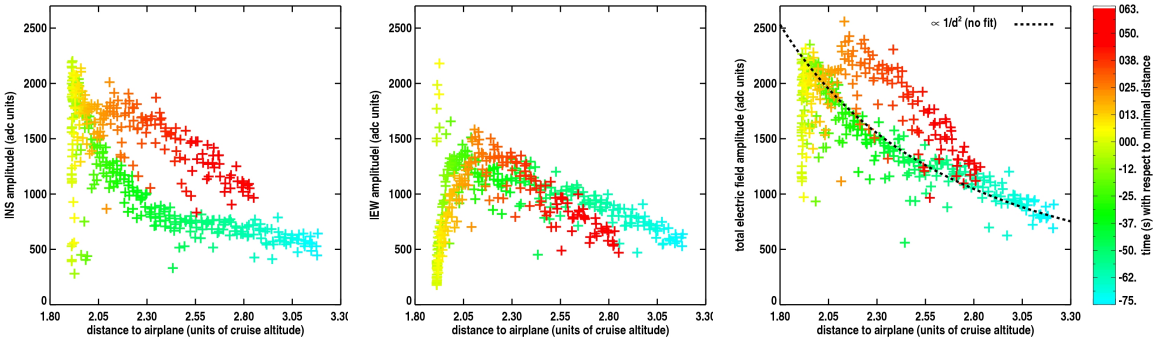


Figure 11: Amplitude as a function of the distance to the airplane. Left: absolute value of the EW component. Middle: absolute value of the NS component. Right: total electric field amplitude. The color scale has the same meaning as in Fig. 1. We observe that the detected signal is different if the airplane is incoming or outgoing. This could be an evidence for a non-isotropic emission pattern of the airplane.

is the forward direction, $\phi = 90°$ is on the right of the airplane. We know the total electric field amplitude at each point of the trajectory. We rescale this amplitude assuming a $1/d^2$ dependence (let's take for instance as a reference distance the minimal distance in the trajectory) so that $A_{\text{scaled}}(d) = A_{\text{measured}}(d) \times (d/d_{\text{min}})^2$. The remarkable points of the trajectory seen from the ground are: the first detection at $(74.0°, 218.7°)$, the point of minimal distance at $(58.4°, 160.9°)$ and the last detection at $(69.9°, 108.3°)$. These points, in the airplane reference frame, have spherical coordinates $(108.0°, 51.9°)$, $(121.4°, 109.9°)$ and $(110.5°, 161.9°)$ respectively. The zenith angles are always greater than 90° as expected because the ground is below the airplane. The remarkable values of the azimuth are reported in Fig. 12 where the emission pattern of the airplane is represented for all zenith angles. The left figure contains the raw $1/d^2$-rescaled data of the three stations. The right figure takes into account the inter-calibration parameters using A2 as the reference.

3 Conclusion

Airplane signal detection is a very powerful tool to understand radio stations. It provides a simple way to estimate the angular resolution (around 0.5°), to inter calibrate the detectors and to study the lobes of the antennas. It should be emphasized that the achieved angular resolution is much better (again, the distance between the stations is 140 m only) with what we can expect from the SD stations. Moreover, the number of airplanes is small so that it's not a problem to keep the data. It should be of great interest to be able to detect them at AERA (and why not a common reconstruction AERA/RAuger with a lever arm of 26 km). For instance, the airplane of March 18, 2011 is not detected by the AERA stations (and there are data at this time and date). Also, a local trigger, at the level of a single station, should not

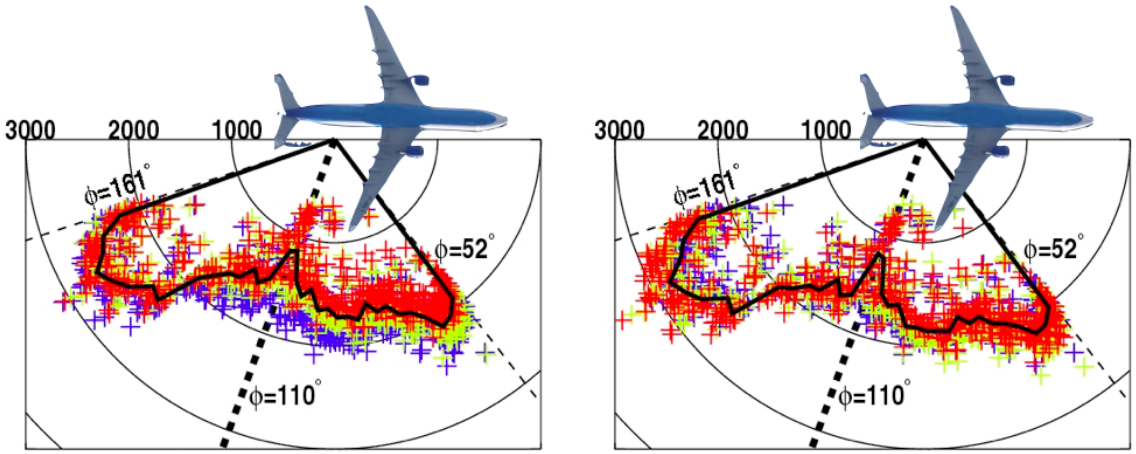


Figure 12: Emission patterns of the airplane, deduced from the measurements at ground. The total electric field value for stations A2, A3 and A4 is represented by the blue, yellow, red crosses respectively. The left plot correspond to the raw data recorded by the 3 stations. The right plot takes into account the intercalibration correction, using A2 data as reference. The circles labelled by 1000, 2000 and 3000 represents the amplitude of the total electric field.

reject the airplane transient signals.

4 Airplane full list and skymaps up to July 20, 2011

We have a total of 13 airplane transits detected since October 14, 2010 with triangulation available (time is in UTC):
Thursday October 14, 2010 00:54, Tuesday October 19, 2010 11:29, Wednesday October 20, 2010 20:11, Tuesday November 23, 2010 20:53, Thursday November 25, 2010 18:17, Tuesday November 30, 2010 21:00, Wednesday December 15, 2010 11:48, Friday January 14, 2011 22:26, Tuesday March 1, 2011 21:07, Tuesday March 15, 2011 21:55, Friday March 18, 2011 21:42, Tuesday March 22, 2011 20:46, Friday July 8, 2011 15:00. Of course, there must have been other airplanes but if at least one of the stations was off, the airplane cannot be detected just with a simple skymap. All the skymaps presented here are using the raw trigger timestamps and not the more accurate timing using the trace, this results in some dispersion in some trajectories. The duration of the transit is typically of the order of 3 minutes. Most of the transits are from south to north but we also have other directions. The points in the skymap which are not aligned with the airplane trajectory are random (or other anthropic signal or cosmic rays !) and just occurred in the same time window.

Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by CODALEMA

D. Ardouin[a], A. Belletoile[a,c], C. Berat[c], D. Breton[d], D. Charrier[a], J. Chauvin[c], M. Chendeb[e], A. Cordier[d], S. Dagoret-Campagne[d], R. Dallier[a], L. Denis[b], C. Dumez-Viou[b], C. Fabrice[b], T. Garçon[a], X. Garrido[d], N. Gautherot[f], T. Gousset[a], F. Haddad[a], D.H. Koang[c] , J. Lamblin[a], P. Lautridou[a], D. Lebrun[c], A. Lecacheux[b], F. Lefeuvre[g], L. Martin[a], E. Meyer[f], F. Meyer[f], N. Meyer-Vernet[b], D. Monnier-Ragaigne[d], F. Montanet[c], K. Payet[c], G. Plantier[e], O. Ravel[a], B. Revenu[a], C. Riviere[c], T. Saugrin[a], A. Source[e], P. Stassi[c], A. Stutz[c], S. Valcares[a]

The CODALEMA Collaboration

[a]SUBATECH, Université de Nantes/Ecole des Mines de Nantes/IN2P3-CNRS, Nantes France.
[b]LESIA, USN de Nançay, Observatoire de Paris-Meudon/INSU-CNRS, Meudon France.
[c]LPSC, Université Joseph Fourier/INPG/IN2P3-CNRS, Grenoble France.
[d]LAL, Université Paris-Sud/IN2P3-CNRS, Orsay France.
[e]GSII, ESEO, Angers France.
[f]LAOB, Université de Besançon/INSU-CNRS, Besançon France.
[g]LPCE, Université d'Orléans/INSU-CNRS, Orléans France.

Abstract : The new setup of the CODALEMA experiment installed at the Radio Observatory in Nançay, France, is described. It includes broadband active dipole antennas and an extended and upgraded particle detector array. The latter gives access to the air shower energy, allowing us to compute the efficiency of the radio array as a function of energy. We also observe a large asymmetry in counting rates between showers coming from the North and the South in spite of the symmetry of the detector. The observed asymmetry can be interpreted as a signature of the geomagnetic origin of the air shower radio emission. A simple linear dependence of the electric field with respect to $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ is used which reproduces the angular dependencies of the number of radio events and their electric polarity.

PACS:
95.55.Jz; 95.85.Ry; 96.40.-z

Keywords
Radio detection; Extensive Air showers; Ultra-High-Energy Cosmic Rays

1. Introduction

Cosmic ray induced extensive air showers (EAS) generate radio electric fields that become measurable beyond 10^{16}eV. Recent observations of this phenomenon were made by CODALEMA [1] and LOPES [2]. Preliminary results were also obtained in Argentina [3,4]. These developments aim at gauging the interest of the radio detection technique of air showers for the field of ultra high energy cosmic ray research. An important milestone resides in the understanding of the signal and its main characteristics, notably the electric field generation mechanism.

Concerning the latter topic, an electron excess in the shower core was first put forward as the source of radio emission by Askar'yan [5]. Later Kahn and Lerche argued that the geomagnetic separation of electrons and positrons provides a more efficient source [6]. This was supported by Allan using a different framework [7]. More recently, several comprehensive frameworks have been proposed [8,9,10]. The most advanced approach by Huege and collaborators [8] puts an emphasis on the geosynchrotron emission and gives a wealth of details on the associated radio emission pattern. Lasty, Scholten and collaborators [10] recently proposed a different approach where the electric transverse current resulting from the electron and positron drift in the geomagnetic field is the driving phenomenon for the radio emission.

The observation of an anisotropy in the number of radio events is presented in this paper. It is shown that it can be reproduced with an emission mechanism where the amplitude of the electric field is proportional to $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$, $\mathbf{v}$ being the direction of the shower axis and $\mathbf{B}$ the Earth magnetic field at the location of the experi-

ment. Earlier claims of such an observation were drawn out from observed counting rates [11,12] though with a much lower confidence level. All these observations may have a large impact on a future radio array design since a pure polarization proportional to $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ rules out the significance of an electric field measurement along the **B** direction.
Section 2 describes the new experimental setup and presents the reconstruction methods. The detection efficiency of the antenna array as a function of the energy is studied in section 3a. Section 3b demonstrates and quantifies the counting rate asymmetry between air showers coming from the North and the South. An interpretation of this observation by a proportionality of the electric field strength to $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ is proposed and discussed in section 3c. The observed angular distribution of the electric field polarity is presented in section 3.d. Conclusions and some prospects are given in the last section.

2. The experimental setup

a. The antennas

In the early stage of the CODALEMA experiment, the use of some of the 144 conic logarithmic antennas from the Nançay Decametric Array [13] demonstrated the possible detection of radio signals in coincidence with ground detectors [14, 1]. Fully operational since the 1980's, these antennas are tilted toward the ecliptic plane (20° South in the meridian plane) and are consequently characterized by a slightly asymmetric detection lobe, thus favouring the detection efficiency toward the South [13]. In our first analysis [15] of the main features of the detection method, this was not identified as an annoyance factor though some biased interpretations could have been revealed in a more detailed analysis phase. In other respects, the huge size (6 m high and 5 m wide) of these antennas prevented the development of such units over a larger area.
In the new CODALEMA setup, simplicity, size, cost and performance were the major criteria for the design of a new broadband antenna based on a fat active dipole concept [16]. This dipole antenna is made of two 0.6 m long, 0.1 m wide aluminum slats of 1 mm thickness, separated by a 10 mm gap and is held horizontally above the ground by a 1m high plastic mast. The wires are loaded by a dedicated, high input impedance, low noise (1 nV/√Hz), 36 dB amplifier with a 100 kHz – 220 MHz bandwidth at 3 dB [17]. To avoid possible non-linearity effects due to a 2 GW broadcast local transmitter at 162 kHz, the input of the preamplifier is high pass filtered (20 dB at 162 kHz) resulting in a 1-220 MHz output signal bandwidth at 3 dB. The effective length of the free space antenna is almost constant for low frequencies whereas the directivity gain stays almost isotropic. The antenna radiator length results in a resonating behaviour around 115 MHz. Compared to a wire dipole, a radiator with a small length/thickness ratio has a bigger capacitance (9pF) and a smaller inductance and, consequently, a smaller Q-factor. The antenna resonance is decreased and the antenna losses are thus minimized. Above the resonance, the inductive behavior dominates and the gain decreases. The effective length of the free space antenna is almost constant for frequencies below 25MHz (short dipole) but increases to 7dB in the 10-100MHz band. This variation

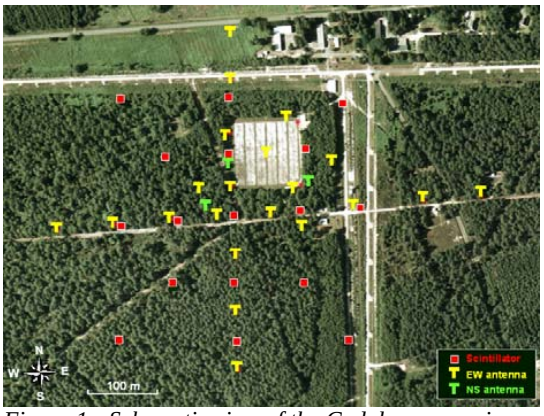


Figure 1 : Schematic view of the Codalema experimental setup in January 2008 superimposed on an aerial view of the Nançay observatory. Plastic scintillators are depicted as squares. "T" represent dipole antenna oriented in the EW and NS directions. Only EW antennas along the EW and NS main axis of the array are used in this analysis. The large light gray square is the Nançay Decametric Array.

grows to 19 dB if the antenna is held 1m above a perfect ground plane. In this band, the antenna directivity stays almost isotropic. Validation of this dipole concept was obtained by observing the radio source Cassiopeia A in correlation [17] with the Nançay Decametric Array. Its sensitivity to the galactic noise variations has been deduced from a measurement of the sky background spectrum [18].

b. The two arrays of detectors

Two dedicated overlapping arrays of detectors (figure 1) have been deployed in order to measure simultaneously the particles reaching the ground and the radio signals. Currently, the radio array consists of 24 antennas spaced 90 m from each other, forming a cross with arms of 600 m length. The 14 antennas on the NS and EW arms have been used for the present work. The particle detector array is made of 17 scintillators located on a grid with an approximate spacing of 85 m. It covers a 340×340 m^2 area where the center roughly corresponds to the radio array center [19].

Each particle detector station includes a thick plastic scintillator viewed by two photo-multiplier tubes inserted in a stainless steel box. Each particle detector is weather sheltered by a 1 m^3 plastic container. The two photo-multipliers have their high voltage supply set to work at two different gains in order to handle an overall dynamic range from 0.3 to 3000 Vertical Equivalent Muons (VEM).
All the detectors and antennas are wired to a central shelter housing the power supplies, the racks of electronics and the computers for data acquisition. In the standard acquisition mode, the particle detection system acts as a master EAS trigger while the antennas are configured in a slave mode.

Signals from both arrays of detectors are directed to 4 channels 6U VME waveform digitizer boards [20]. The Matacq board performs a fast 12-bit waveform digitalization with a 300 MHz analog bandwidth at a sampling rate set to 1GS/s and in a memory

depth of 2560 points (2.5 μs of signal). The maximum range of 1 V on the ADC analogical inputs defines a lower significant bit at 250 μV. The noise of the antenna chain (antenna + preamplifier + cable) measured at the input of the digitizer is less than 200 μV rms.

All the ADC boards are externally triggered by a dedicated 16-fold multiplicity circuit. This circuit discriminates the photomultiplier signals with a threshold corresponding to 0.3 VEM and compares the resulting multiplicity to a remote controlled level. In standard data acquisition conditions, a firing of the 5 central stations within a 600 ns time window is required. This trigger condition leads to an event rate of about 8 events per hour.

c. Offline data processing

At the first stage of the offline analysis, as explained in detail in previous articles [1, 15], the antenna signals are numerically filtered (23 – 83 MHz) and corrected for the cable frequency response. The relative gains are adjusted using the galactic background. Transient radio pulses indicating the presence of a cosmic ray shower are searched independently in each antenna signal, without the help of a beam forming technique. In the previous CODALEMA phase [1,15], a leading edge discrimination in a bandwidth free of emitters was used. Such a method has the advantage of being simple and very efficient provided the chosen bandwidth remains free from occasional emitters. When dealing with opposite situations, the linear prediction method [21] is helpful. For the current analysis, we have implemented this approach for pulse detection. An estimate y_e for a point n in a time series computed, from a linear combination of the M preceding values

$$y_e(n) = \Sigma^{M}_{k=1}\ a_k\, y(n-k)$$

has been found appropriate for predicting a signal that shows some regular behaviour. The occurrence of a transient signal in the time series at point n_0 is distinguished by a large discrepancy (at least 13 standard deviation) between the recorded value and the estimated one in the vicinity of n_0 (typically 2 μs). The pulse time is the bin n_0 one. The a_k coefficients are calculated for each event to minimize the deviation

$$\Sigma_{k\in T}\,(y(k) - y_e(k))^2$$

in a training window T. Since it is not a priori known when the pulse occurs in the 2.5 μs time window series, T spans the whole time series. The number of coefficients M depends on the typical radio frequency interference content at the observation location. It was empirically adjusted to M = 250.

Once this tagging procedure is applied and pulses are detected, we can associate each pulse to an absolute time which has been corrected from cable and electronics delays previously measured with a noise generator. From the time information of all antennas, the arrival direction of the shower plane is extracted by triangulation. One should note that a minimum of 3 unaligned tagged antennas is required for defining any arrival direction. With the linear prediction method, the number of reconstructed cosmic ray events (inside the selection criteria described later) increases by 30 % as compared to our previous threshold discrimination technique.

The information on charge and timing of the scintillator detectors are extracted from the digitalized signal by fitting the recorded pulse shape. EAS arrival direction is obtained using the time of flight between different stations, after a signal transit time correction. A plane shower front is assumed.

The number of particles reaching the ground (shower size) and the core position are calculated from the measured particle densities in the detectors. For this process, their positions are projected in the plane perpendicular to the arrival direction. This lateral distribution is fitted with an analytical Nishimura-Kamata-Greisen lateral distribution [22] using a minimization algorithm. The core position and the shower size are extracted and then back projected in the detection plane. The events are sorted into internal and external categories. Internal events are identified by requiring a larger particle density in the internal detectors as compared to the external detectors lying on the sides of the array. This corresponds physically to a shower core contained inside of the array. Simulations have shown that a satisfactory accuracy for both core and size values is thus obtained mainly for internal events while the external ones result in less reliable values. The energy is obtained using the Constant Intensity Cut (CIC) method [23] to define a vertical equivalent shower size $N_0 = N(\theta=0, E)$ with an experimental attenuation length close to 190 g/cm^2. From simulations of proton induced EAS run with AIRES [24], the energy is related to N_0 by the following formula $E = 2.14\ 10^{10}\ N_0^{0.9}$, with a resolution of the order of $\Delta E/E \sim 30$ % at $E = 10^{17}$ eV assuming protons as primary particles. The estimation of the shower energy is simulation-dependent and the uncertainty mainly originates from the shower fluctuations and the primary nature.

At the end of the raw data processing, the radio and particle event information are folded into one single event by using the time tagging criteria between the antenna array and the particle detector array (the time dating of the radio and particle events being given by the same time reference service of the Observatory).

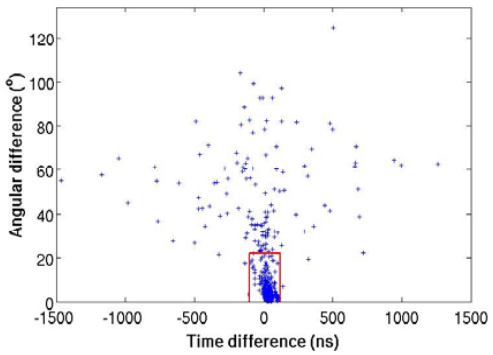


Figure 2 : Angular difference versus time difference between the reconstructed events from the particle and the radio arrays. The box corresponds to the coincidence criteria.

3. Results

The results hereafter presented have been deduced from a sample of events recorded between November 27th 2006 and March 20th 2008. They correspond to 355 effective days of stable data acquisition. For consistency, information from the antennas recently added has been ignored in this analysis.

a. Radio detection efficiency

Table 1 summarizes the data accumulated during the above period and gives the number of events seen by the particle array i.e. the number of triggers (scintillators), the number of events detected in coincidence by the antenna array (antennas) and the number of events with a clear correlation with respect to the reconstructed arrival directions (Coincidences). For the latter category, the following criteria must be met: a time coincidence (within ±100 ns) and an angular difference smaller than 20° in the arrival directions as reconstructed from both the particle and radio detectors respectively (figure 2). These numbers are given successively for all types of events, internal events as defined in section 2.c and internal events with estimated energies above 10^{16} eV and $10^{16.7}$ eV.

Event types	Scintillators	Antennas	Coincidences
Reconstructed events	61517	750	619
Internal events	28128	195	157
Log E >16	7889	169	154
Log E>16.7	692	134	129

Table 1 : Number of events recorded in each array and in coincidence in both arrays. Statistics are given for internal events (see definition in the text) and two energy cuts.

Figure 2 illustrates the correlation between the event reconstructions from both arrays. There are two improvements as compared to the previous results of CODALEMA [15]. First, mainly due to a recording time of 2.5 µs instead of 10 µs in the previous setup, the number of random events decreases and helps relax the selection criteria. However, we limit the angular difference to 20° in order to keep only well reconstructed events for the analysis reported in the paper.

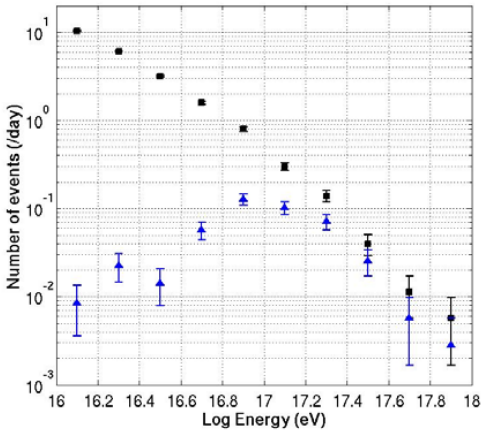


Figure 3 : Energy distribution of "internal" events measured by the ground particle detector array (squares) and seen in coincidence with the antenna array (triangles).

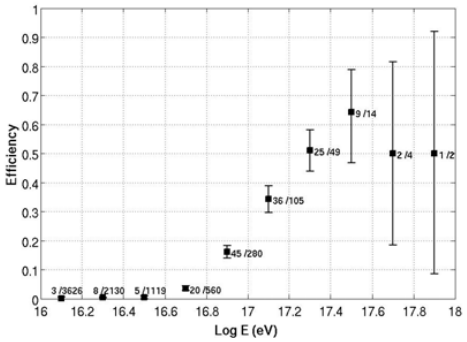


Figure 4 : Efficiency of the radio detection versus energy deduced from the scintillator analysis.

About 25% of the events (217 among 891 events) are outside the coincidence window instead of 90% in the previous analysis. We estimate that only few random events are within the coincidence window. Second, with the upgraded particle detector array, 68% of the events have an angular difference below 3.5° in the coincidence window, instead of 6° in the previous analysis. Compared to the previous analysis, the quality of the event reconstruction is improved.

As seen in Table 1, the number of detected events by the particle and radio apparatus differ by almost two orders of magnitude. This is due to a different energy threshold. The energy distribution measured by the ground particle array for internal events is displayed in figure 3 and compared with the same energy distribution for events measured in coincidence by the antenna array. While 1.8 events per day are recorded with the antenna array, the internal events selection decreases this rate to 0.5 event per day.

The threshold behaviour of the radio detector is clearly visible below 10^{17} eV. This behaviour has non-trivial consequences for the observations described later. The energy threshold of the ground particle array is far below the range shown in figure 3, around 10^{15} eV. Both distributions converge at the highest energies. This reflects the increase of the radio-detection efficiency (figure 4), defined as the ratio of the number of radio detected events over the total number of events. It regularly increases above 3×10^{16} eV and reaches roughly 50 % at 2×10^{17} eV. This efficiency will be discussed again in the section 3.c.

b. Azimuthal asymmetry

Figure 5 represents the arrival directions of the radio events (known as sky maps) in local coordinates (zenith, azimuth). A striking feature is the shape of the azimuthal distribution, and more specifically the large asymmetry in the observed counting rate between the North (top) and South (bottom) sectors.

The lack of events coming from the southern part of the (local) hemisphere is expected only if the showers coming from North or South generate different radio signals. Note that this South side deficit is not observed on an antenna background (i.e. when the antennas are running in a self trigger mode).

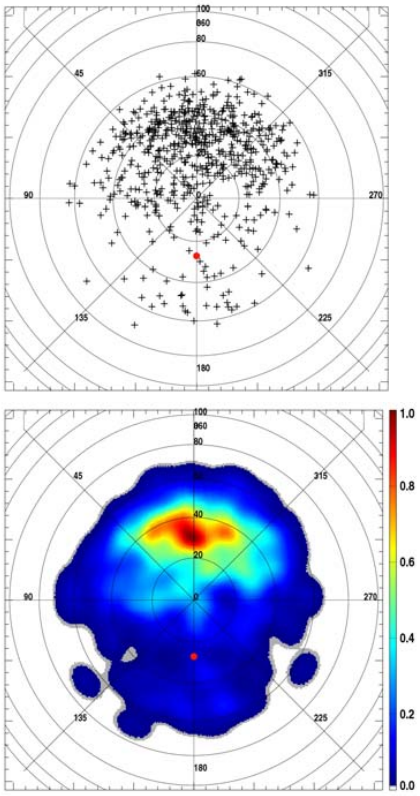


Figure 5 : Sky maps of observed radio events. Raw event sky map (top) and 10° gaussian smoothed map (bottom) are shown. The zenith is at the center, the azimuth is: North (top, 0°), West (left, 90°), South (bottom, 180°) and East (right, 270°); the direction of the geomagnetic field at Nançay is indicated by the dot.

In order to characterize the North-South asymmetry, we consider the ratio n_{South}/n_{Tot} of the number of events coming from the South ($90° < \phi < 270°$) to the total number of events without additional selection. The observed ratio is $109/619 = 0.17 \pm 0.02$. In order to quantify the asymmetry level, we can compare this ratio to the value obtained from simulated events drawn from a symmetrized version of the coverage map. This map is constructed from a fit of the whole data set zenith distribution and a fit of the azimuthal distribution of the northern region mirrored into the southern region. With this coverage, we have a ratio of 0.5 which is expected by construction. The observed deviation from symmetry is thus 0.5-0.17=0.33 which corresponds to 0.33/0.02=16 standard deviations. Moreover, the experimental value n_{South}/n_{Tot} is stable in time as shown in the figure 6 where it has been computed for 7 independent time ordered samples of events (6 with 88 events and 1 with 91 events). This observation cannot therefore be associated to a detector failure or a statistical fluctuation. The corresponding ratio n_{East}/n_{Tot} estimated for the eastern events ($180° < \phi < 360°$) shows values compatible with symmetric simulations (see figure 6).

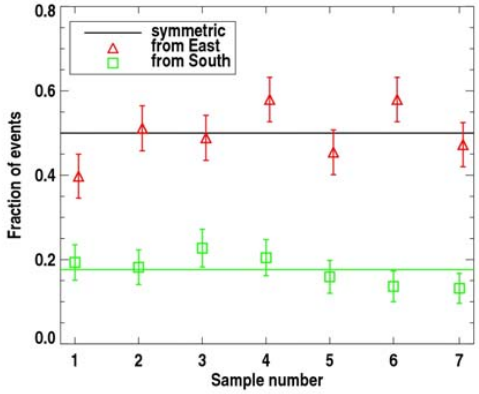


Figure 6 : Fraction of events for 7 independent samples of events (619 events in total). The fractions of events coming from the East and from the South are indicated by triangles and squares respectively. The expected ratio of 0.5 in the symmetric case is indicated.

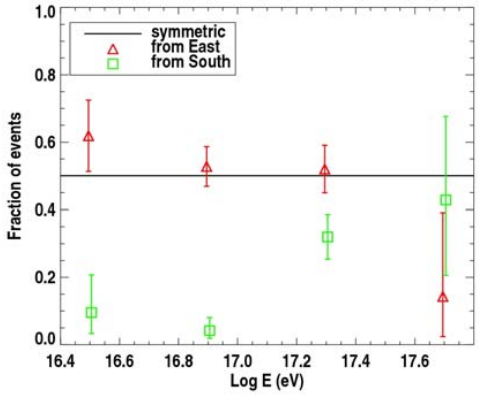


Figure 7 : Evolution of the fraction of events (squares: coming from the East, triangles: coming from the South) with energy. The expected ratio of 0.5 in the symmetric case is indicated.

Now that the global asymmetry has been established and quantified, we can investigate its dependence with the energy using the internal events. Figure 7 shows that the value of the ratio n_{South}/n_{Tot} becomes compatible with 0.5 (as expected for a symmetric distribution) when energy increases, showing that the asymmetry in counting rates is a threshold effect. At low energy, the electric fields are close to the detection threshold and a difference in magnitude implies a difference in counting rate. At high energy, the overall strengthening of the radio pulses washes out the latter difference and any asymmetry has to be searched for in the signal amplitude. Observation of such an effect is a more challenging task on which we are currently working. There is no variation of the ratio n_{East}/n_{Tot} as a function of energy (see figure 7): eastern events account for 50% of the flux at close to and well beyond threshold, showing that no asymmetry exists between West and East fields generated by the air showers.

The zenithal and azimuthal distributions observed for the internal scintillator events above 10^{17} eV are presented in figure 8 (top and bottom). The zenithal distribution is fitted by the following empirical function:

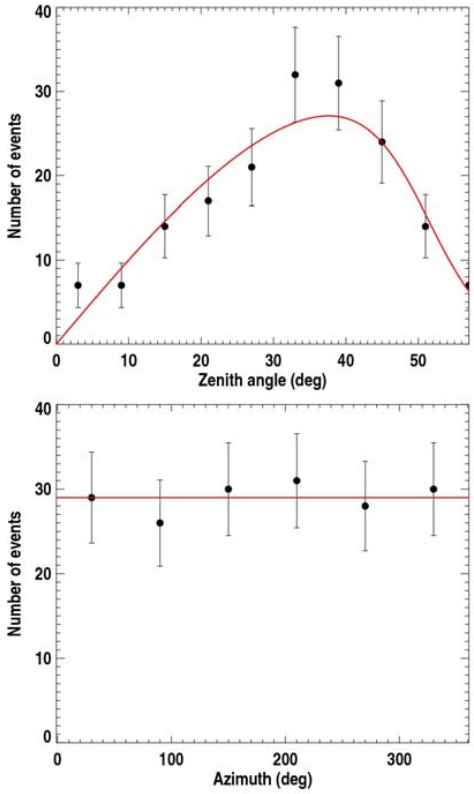


Figure 8 : Zenith (top) and azimuthal (bottom) angular distributions of internal showers with E > 10^{17}eV detected by the particle detector array used as a trigger.

$$dN/d\theta=(a+b\theta)\cos(\theta)\sin(\theta)/(1+\exp((\theta-\theta_0)/\theta_1))$$

.

The Fermi-Dirac function accounts for the atmospheric attenuation and the scintillator thinness. The $\cos(\theta)\sin(\theta)$ term describes the cosmic flux. The linear term is a second order adjustment of the order of few percents. The free parameters are found to be a=44.96, b=0.57, θ_0=49.18 degrees and θ_1=5.14 degrees. The azimuthal distribution is compatible with a uniform distribution (figure 8 bottom). Because the particle trigger introduces no significant bias in the azimuthal distribution, any feature observed in the azimuth for radio events should be attributed to the radio signals themselves. An East and West attenuation is expected by construction due to the East/West orientation of the dipole axis – the gain being smaller in these directions – and this property breaks the azimuthal symmetry. However, both North-South and East-West symmetries are preserved with the dipolar antenna used.

One should note that such an azimuthal asymmetry has not been observed with the previous CODALEMA setup [15]. As quoted above, log-periodic (conical) antennas with axis tilted by 20° to the South [14] were used in that setup. The directivity was maximum in the cone axis direction and the radio detection of events coming from the North was disfavored. The overall detector was not North-South symmetric and as a consequence it was probably not suited for a direct measurement of any North-South asymmetry of physical origin. Unfortunately, due to a lack of statistics, a closer inspection of the data of Ref.[15], especially searching for differences in the azimuthal direction for bins with comparable gain (e.g., comparing S, SE and SW sectors) does not allow us to confirm or disprove the observation made in the present study. It should be noted that that kind of spiral antenna has been designed to measure circular polarization (left or right) of the electric field that spreads almost vertically toward them [14]. The instrumental response of these sensors to a linearly polarized field could possibly mask some azimuthal anisotropies, which are precisely associated to linearly polarized radio signals.

c. Physical interpretation

The observed North-South asymmetry is clear and unambiguous. It calls for an investigation of the electric field generation mechanism when air showers develop in the atmosphere. With the observed pattern, an obvious candidate for symmetry breaking effect in the electric field generation is the geomagnetic field. Since the Lorentz force acting on the charged particles is at the origin of different emission mechanisms of the electric field, involving the geomagnetic field (geo-synchrotron and macroscopic approaches), the electric field magnitude itself should depend on the values of the vector cross product $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$. In addition to the electric field magnitude, the output signal also depends on the polarization. We will then make the assumption that this polarization is linear and oriented along $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$. Not all geomagnetic induced fields have this property, but this is true in the geosynchrotron approach at small impact parameters [25] and in the transverse current approach [10]. Overall we will consider that the signal amplitude given by the EW dipole is proportional to $|(\mathbf{v}\wedge\mathbf{B})_{EW}|$, which is the magnitude of the vector cross product projected on the East-West axis (the orientation of the antennas).

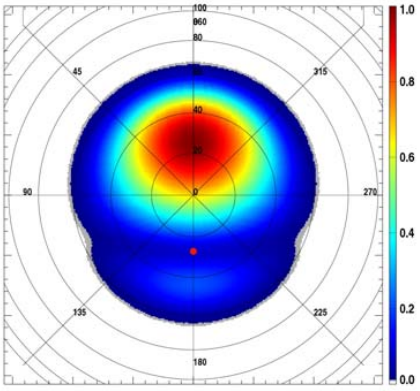


Figure 9 : Sky map calculated by considering the EW component of the Lorentz force multiplied by the trigger coverage map. The color scale is normalized to 1 in the direction of the maximum.

In order to compute a density map giving the expected number of radio events (the so-called coverage map), we need an extra assumption about the relation between the signal magnitude and the true detection of an event. Clearly a stronger signal is easier to detect. We test the simple possibility that the radio efficiency is proportional to the signal magnitude as defined above

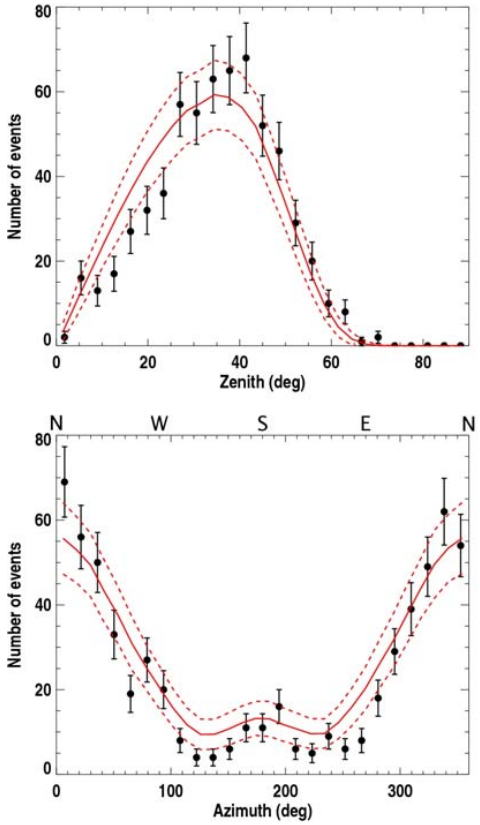


Figure 10 : Zenith (top) and azimuthal (bottom) angular distributions (black crosses) observed for the radio events. The solid line represents the predicted distribution obtained from simulated events according to the coverage map presented in figure 9. The dashed lines define the +/- 1σ band around the prediction.

(later discussed on the figure 11). The predicted event sky map (figure 9) can finally be computed multiplying this efficiency by the trigger coverage map. The trigger coverage map is obtained using the parameterization of the zenithal distribution of the ground detector events above 10^{17} eV, presented in the previous subsection, associated with a uniform azimuthal distribution.

Under these assumptions, figure 9 can be interpreted as a prediction of the shower arrival direction sky map. This prediction appears to be very similar to the observed sky map (figure 5). It reproduces the main features of the experimental distribution: a maximum towards the North with bean-shaped contour lines, a local maximum towards the South and minima in the East and West directions. To check this similarity, a set of events with a size equal to the data set is built by randomly generating arrival directions following the predicted coverage map. Simulated zenith and azimuth angular distributions are then compared to the observed ones in figure 10. The agreement is noticeable for both distributions; especially the relative amplitudes of the two maxima in the azimuthal distribution are fairly well reproduced.

Figure 11 exhibits the efficiency of the radio detection for internal events, i.e. the number of radio

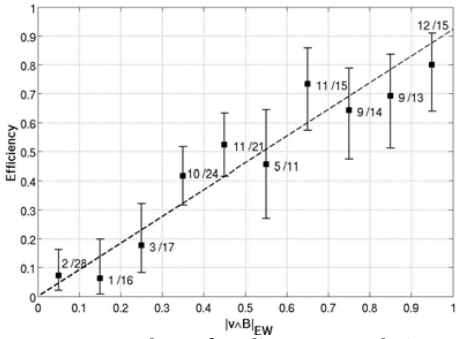


Figure 11 : Number of radio events relative to the number of scintillator events ($E > 10^{17}$eV) with respect to $|(\mathbf{v}\wedge\mathbf{B})_{EW}|/(vB)$.

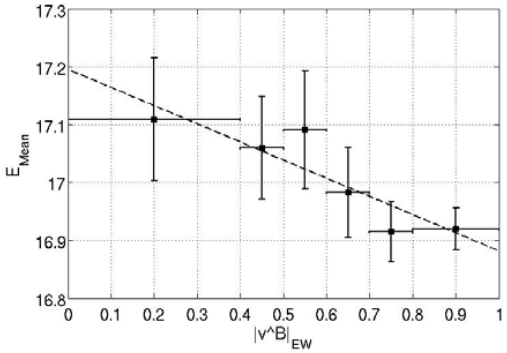


Figure 12 : Mean energy of showers seen by the radio method versus $|(v\wedge B)_{EW}|/(vB)$.

detected events divided by the number of triggered events, above 10^{17}eV plotted as a function of $|(\mathbf{v}\wedge\mathbf{B})_{EW}|/(vB)$. The observed trend confirms the hypothesis that the number of detected events is strongly linked to the electric field. It is also seen that the efficiency seems to vary linearly with the electric field. This can be highlighted only because the present analysis is made around the energy threshold of the experiment. Working at lower or higher energy changes the shape of the plot. This is indirectly shown in figure 12 which now represents the mean energy of radio detected events for each bin of the Lorentz force EW component. To be detected, events with a low value of the Lorentz force EW component, for example coming from East or West, must have a higher energy than events with high values, coming from North. But higher energy events will be detected no matter their arrival direction and the radio efficiency will become independent of the vector cross product.

Finally, from these results, it is interesting to return to figure 4. Instead of drawing the radio detection efficiency as a function of the energy, the efficiency is now plotted in figure 13 as a function of the energy weighted by the EW component of the vector cross product $E'=\text{Energy}|(\mathbf{v}\wedge\mathbf{B})_{EW}|/(vB)$. The efficiency now increases with increasing E' values up to values close to unity at $10^{17.4}$ eV. The efficiency of 0.5 at 2×10^{17} eV seen in figure 4 is explained by events with low values of the vector cross product EW component, i.e. events coming from East and West, for which the electric field is too weak to be detected by the CODALEMA setup.

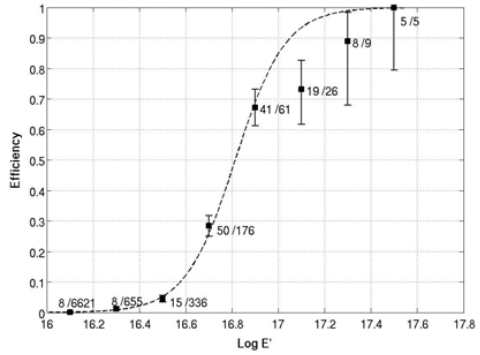


Figure 13 : Radio detection efficiency versus E' defined as the energy multiplied by $|(v\wedge B)_{EW}|/(vB)$. The dashed line corresponds to a Fermi function fit.

The $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ dependence incorporates a linear polarization of the electric field in the direction of the cross vector product. It means that the CODALEMA array (using EW oriented dipoles) measures mainly showers arriving in the orthogonal directions (i.e. North/South). Consequently, an array of NS oriented dipoles should be sensitive to showers arriving from East and West directions. Preliminary results of radio detected showers observed with a new sub-array of three NS oriented dipoles seems to confirm this $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ electric field dependence. Indeed, with the limited set of data collected so far with the NS antenna (45 events), one observes mainly showers arriving from eastern and western directions.

d. Field polarity

The observed $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ polarization dependence also implies a sign dependence of the field components to the arrival direction of the air shower. The normalized EW component of $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ multiplied by the trigger coverage map is represented in the figure 14 (the same as the figure 9 besides the sign). This sky map should be interpreted as the event density for each polarity and can be directly compared to the observed events. Positive signals are arbitrarily associated to showers coming from Northern directions while events in the South hemisphere are characterised by negative pulses.

The pass-band filter used in the data analysis transforms transient signals associated to EAS into multipolar oscillating signals. The sign of the filtered signal extrema is used as the electric field polarity estimate. In order to limit the effect of the noise which sometimes changes the sign of the extremum, we have defined the sign for one event as the majority sign among all the signals associated with tagged antennas. In addition, only events with a clear sign majority (at least a majority of 2 units) are considered. About 2/3 of the events fulfil this condition. The resulting experimental sky map is shown on the figure 15.

The signals seen in the EW polarisation and coming from North are mainly positive while signals coming from South are mainly negative. The agreement with the field polarity distribution shown in figure 14 approaches 86%. The 14 % of events which do not match with the sign of $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ could be due to an emission not always purely polarized as $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$. However, one should stress that most of the latter events correspond to a lower signal to noise ratio and consequently a less confident sign determination.

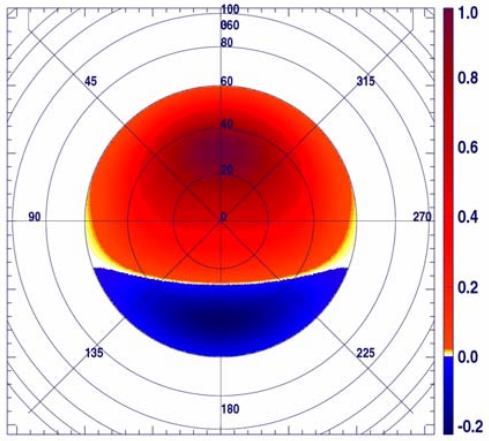


Figure 14 : Sky map of the predicted polarity of the electric field calculated by considering the EW component of the Lorentz force and multiplied by the trigger coverage map (positive signals are arbitrarily associated to showers coming from Northern directions).

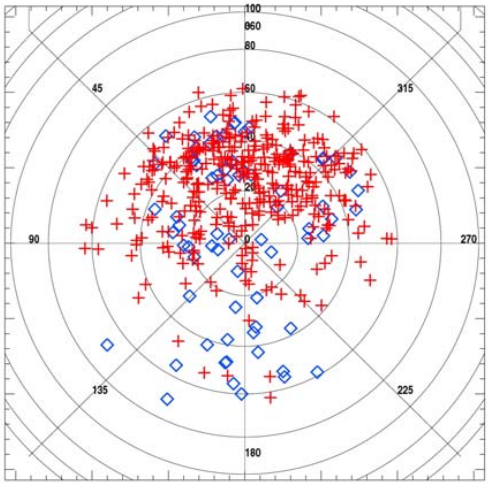


Figure 15 : Sky map of the signal sign (crosses for positive signs, diamonds for negative signs) of observed radio events.

The experimental sign of the signal is completely consistent with an emission mechanism with an electric field proportional to $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$. Preliminary analysis of the signal polarity deduced from the new NS antenna supports also this conclusion.

4. Conclusions and outlook

The first results of the CODALEMA experiment with the new setup (using only active dipoles) confirm the field characteristics extracted from our previous measurement [15]. The addition of a dense array of particle detectors makes the estimation of the shower energy possible and allows CODALEMA to demonstrate the correlation between the radio-detection efficiency and the shower energy. Using the detection of only one EW polarization state, another new result is the apparent depletion of the number of radio detected

events from Southern directions. At this stage of our understanding, two conclusions can be drawn: first, the behavior of the measured electric field can be well reproduced by simply considering the vector cross product $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ of the Lorentz force; second, the radio signal induced by the geomagnetic field is dominant with the current CODALEMA observation conditions.

These results are consistent with the Allan's conclusion [7] suggesting an electric field oriented along the $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ direction and proportional to $|\sin\alpha| = |\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}|/(vB)$. The LOPES collaboration parameterized the radio signals from the EW polarized antennas in a different manner [26] namely by inserting a fitting factor $(1.16(\pm0.025) - \cos\alpha)$. In a geomagnetic type approach of the radio emission of EAS, the vector cross product $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ here proposed has the advantage of being simple and natural while already including all three NS, EW and vertical components of the electric field. It also explains the sign of the signals and the presence of a secondary maximum for southern events, which does not appear with the LOPES parameterization.

In the near future, a deeper understanding of the polarization effect is mandatory. This should help to distinguish between different microscopic approaches such as geosynchrotron or transverse current models. Because this requires a more comprehensive measurement of all states of polarization, several directions will be investigated within CODALEMA. The new NS oriented dipoles completed by autonomous antenna stations implemented by the end of the year will be analyzed. Additional information will be provided by the use of the Nançay Decametric Array. This apparatus has been recently equipped with the electronics adapted to the transient waveforms characterization. Thanks to the detection of the circular polarization, it will allow to measure at once the full horizontal polarization. The exploitation of these data recorded in coincidence with the particle and dipole arrays should allow a new qualitative step in the interpretation of the radio emission mechanisms.

Consequently, one of the remaining issues is to determine how many and which polarization states have to be measured in order to design an efficient detection method. Indeed, a pure dependence of the radio signal to $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ implies proportionality between the NS and the vertical components and thus redundant information. This will impact the cost, the ease of use, and therefore the deployment of the radio technique on a large scale.

Acknowledgment :
The authors acknowledge the support from the French Agence Nationale de la Recherche, under the grant ANR-NT05-2_42808.

References

[1] D. Ardouin et al, Nucl. Instrum. Meth. A 555 (2005) 148.
[2] H. Falcke et al, Nature 435 (2005) 313.
[3] B. Revenu for the Auger Collaboration., 3rd Int. Workshop on the Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities ARENA , Roma (2008), to be published in NIMA.
[4] J. Coppen for the Auger Collaboration, 3rd Int. Workshop on the Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities ARENA , Rome (2008), to be published in NIMA.
[5] G.A. Askar'yan, Soviet Phys. J.E.T.P. 14 (1962) 441.
[6] F.D. Kahn and I. Lerche, Proc. Royal Soc. London A 289 (1966) 206.
[7] H.R. Allan, in: Progress in elementary particle and cosmic ray physics, ed. by J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen (North Holland, 1971) 169.
[8] T. Huege and H. Falcke, A&A 412 (2003) 19-34.
[9] N. Meyer-Vernet, A. Lecacheux and D.Ardouin, A & A 480 (2008) 15-25.
[10] O. Scholten, K. Werner and F. Rusydi, Astro. Ph. 29 (2008) 94.
[11] J.R. Prescott, G.G. C.Palumbo, J.A. Galt and C.H. Costain, Can. J. Phys. 46 (1968) S246.
[12] A.D. Bray, Nature 223 (1969) 723.
[13] A.Boischot et al. , Icarus, Vol. 43, Issue 3 (1980) 399-407.
[14] O. Ravel et al, Nucl. Instrum. Meth. A 518 (2004) 213.
[15] D. Ardouin et al, Astro. Ph. 26 (2006) 341.
[16] D. Charrier et al, Nucl. Instrum. Meth. A 572 (2007) 481.
[17] D. Charrier and the CODALEMA collaboration, IEEE Antennas and propagation Society International Symposium, Honolulu, Hawai (June 10-15, 2007) 4485.
[18] J. Lamblin and the CODALEMA collaboration, 30th Int. Cosmic Ray Conf. ICRC'07, Merida, Mexico (2007).
[19] D. Lebrun and the CODALEMA collaboration, 30th Int. Cosmic Ray Conf. ICRC'07, Merida, Mexico (2007).
[20] D.Breton and E.Delagne, 10th Workshop on Electronics for LHC and future Experiments,Boston, 13-17 sept 2004.
[21] W.H. Press, S.A.J.D. Teukolsky, W.T. Vetterling and B.P. Flannery, Numerical Recipes in C, Cambridge University Press, Cambridge (1992).
[22] G. Cocconi, Handbuch der Physik XLVI/1 ed S Flugge (Berlin: Springer) p215.
[23] J. Hersil et al., Phys Rev Lett 6, 22 (1961).
[24] S. J. Sciutto, AIRES, version 2.8.0 (2005). http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/
[25] T.Huege and H.Falcke, Astro. Ph. 24 (2005) 116.
[26] A. Horneffer et al., 30th Int. Cosmic Ray Conf. ICRC'07, Merida, Mexico (2007)

32ND INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, BEIJING 2011

Autonomous detection and analysis of radio emission from air showers at the Pierre Auger Observatory

BENOÎT REVENU[1] FOR THE PIERRE AUGER[2] COLLABORATION
[1]*SUBATECH, 4 rue Alfred Kastler, BP20722, 44307 Nantes, CEDEX 03, Université de Nantes, École des Mines de Nantes, CNRS/IN2P3, France*
[2]*Observatorio Pierre Auger, Av. San Martín Norte 304, 5613 Malargüe, Argentina*
(Full author list: http://www.auger.org/archive/authors_2011_05.html)
auger_spokespersons@fnal.gov

Abstract: Radio detectors acting as prototypes of the AERA project at the Pierre Auger Observatory have been used to observe air showers. We present results from a first radio setup consisting of three detection stations running in a fully-autonomous mode and with an independent triggering detection technique. Different stations of a second radio setup have been used to study the emission mechanism. The resulting data sets from both setups confirm the dominant role of the geomagnetic field in the emission mechanism. We present the results of these analyses and discuss how the polarization information is used to disentangle the geomagnetic induced emission from the emission caused by the charge excess in the shower.

Keywords: cosmic rays, radio detection, Pierre Auger Observatory, polarization, radio emission, AERA

1 Introduction

The secondary particles of extensive air showers (EAS) induced by cosmic rays emit a detectable electric field in the MHz radio frequency range. The radio-detection technique is expected to be very promising because it has a duty cycle close to 100% and could give access to the main characteristics of the primary cosmic ray: following recent simulations [1, 2], it appears that the signal is highly correlated to the longitudinal development of the shower, which would be of prime interest to estimate the primary composition of high energy cosmic rays. The results obtained by the CODALEMA [3] and the LOPES [4] radio detection experiments encouraged us to install 2 initial experiments at the Pierre Auger Observatory [5, 6] in the scope of the AERA (Auger Engineering Radio Array) experiment, described in another contribution at this conference [7]. The energy threshold of the Auger Surface Detector (SD) is 3×10^{17} eV. The event (cosmic rays) rate is of the order of 1.6 km^{-2}.day^{-1}. In order to increase the rate of detected events at places where the AERA prototypes are installed, additional surface detectors have been installed at the center of two elementary triangular cells, leading to a local energy threshold below 10^{17} eV.

We present in this paper the main results obtained with these two prototypes for AERA. We first present the results of the upgraded version of the setup described in [8, 9], which was used to register the first fully autonomous cosmic-ray radio detection and gave a strong indication on the geomagnetic origin of the electric-field emission mechanism. Then, we present the polarization analysis of the setup [10] giving evidence for another electric field emission mechanism due to charge excess in the shower front.

2 Autonomous radio detection of air showers

One of the AERA prototype setups is made of 3 fully autonomous radio detection stations, whose principle is described in [8, 9]. The main characteristic of these stations is that they are independently triggered by the radio signal itself and do not rely on any external particle detector trigger. In the upgraded version of this system considered here, the station sensitivity has been greatly improved by using a butterfly antenna which simultaneously measures the incoming electric field in both east-west (EW) and north-south (NS) polarizations [11]. The 3 stations are located close to the center of the SD array and form an equilateral triangle. The distance between the three stations is 140 m. The waveform is recorded in the full frequency band $0.1 - 150$ MHz for both polarizations, but the trigger decision is made when the signal exceeds a pre-defined threshold in the $45 - 55$ MHz band, using an analog trigger board. The choice of the trigger frequency band excludes the AM and FM radio emissions. The recorded signal is sampled at a frequency of 1 GHz during 2.56 μs. Each of the 3 stations sends its own data by WiFi to a central

data acquisition PC and the search for coincidences with the SD is done offline by comparing the SD events timestamps with those of the registered radio events. These stations were installed on May 10, 2010 and the first coincidence with the SD has been observed on May 13, 2010. Up to March 25, 2011, a total of 40 events have been detected in coincidence with the SD array, on the basis of one event each 4 days, taking into account the effective observation time of the radio stations. Fig. 1 shows the measured time difference between the SD and the radio-detection stations as a function of the expected time difference given the shower geometry. The correlation is very clear and the slope is compatible with unity as expected. The arrival di-

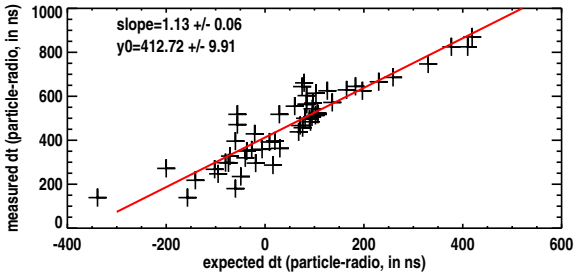


Figure 1: Correlation between the measured time difference between a coincident radio station and the SD and the corresponding time difference expected from the shower geometry.

rection of these 40 events are not uniform in azimuth, in contrast with the arrival direction of all the events detected by the SD in the same time period. The skymap of these events in local coordinates is presented Fig. 2: 70% of the events are coming from south. This strong southern ex-

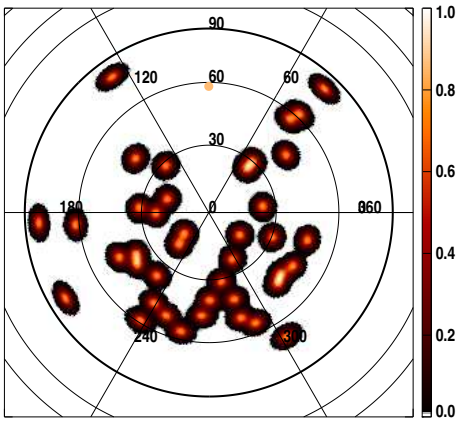


Figure 2: Skymap in local coordinates (zenith angle, azimuth) of the 40 self triggered events in coincidence with the SD, smoothed by a 5° Gaussian beam. The orange dot stands for the geomagnetic field in Malargüe. The zenith is at the center, the north at the top and the east on the right.

cess is in good agreement with what was already observed by the previous version of this setup [9] and also by the CODALEMA [3] experiment in the northern hemisphere, with an excess of events coming from the north. This observation corresponds to an emission mechanism compatible to first order with $\vec{n} \times \vec{B}$, where $\vec{n}$ is the direction of the shower axis and $\vec{B}$ is the local geomagnetic field vector. With the reasonable hypothesis that the probability to detect the electric field is proportional to its amplitude, a computation based on this simple model gives an expected excess of 68% of events coming from the south, in very good agreement with the observation.

Another important milestone in the radio detection technique has been the observation for the first time (on January 13, 2011) of a shower detected by 3 detection methods: 10 surface detectors, 3 telescopes located in the 3 fluorescence sites and 1 radio station detected the same event. Analysis is underway to determine the correlation between the recorded electric field and the longitudinal profile of the shower.

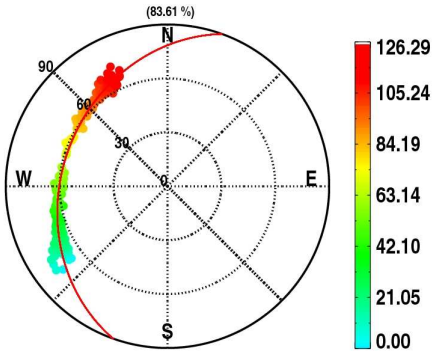


Figure 3: Detection of an airplane. The detected trajectory is indicated by the dots and the reconstructed trajectory is represented by the solid line. The angular resolution for this radio setup of three stations separated by 140 m is around 0.7°. The bar on the right side indicates the time elapsed in seconds since the first event when the airplane was detected (from south to north).

This upgraded setup was also able to detect airplane transits in the vicinity of the Pierre Auger Observatory. Fig. 3 shows an example of such a trajectory with the corresponding fit, assuming that the airplane altitude and velocity are constant and that the trajectory is linear. This allows to estimate an angular resolution around 0.7°. Airplane signal data will be used to inter-calibrate the stations.

3 Polarization studies

The second radio setup [12] for AERA was located in the western part of the SD array and consisted of 3 antennas positioned on an equilateral triangle separated by a distance of 100 m. These stations were triggered by an external scintillator as it was found that the radio background in this site

is larger than at that of the first radio setup. We used the data from two logarithmic-periodic dipole antennas (LPDAs) [13], the third antenna was of a different type and was used for test purposes. The LPDAs are measuring the electric field in the two NS and EW polarizations. After a particle trigger the data is recorded over 10 μs at a sampling rate $f_{\rm samp} = 400$ MHz. We registered 494 events in coincidence with the SD between May 2007 and May 2008. The SD reconstruction provides the geometry of the showers. Many of these events do not present a clear radio counterpart so that we select the events having an average total power[1] within a given time window around the expected position of the maximum (knowing the shower geometry) larger than five times the average total power computed in a noise window of the time series. We ignore events detected during thunderstorms. There are 37 radio signals that pass these cuts.

The analysis of these signals confirms the conclusion obtained from the data collected with the prototype previously described: the dominant emission mechanism for the electric field is the geomagnetic radiation with a macroscopic electric field of the form $\vec{E} \propto \vec{n} \times \vec{B}$. The polarization is therefore expected to be linear with an angle $\phi_{\rm mag} = \arctan((\vec{n} \times \vec{B})_{\rm NS}/(\vec{n} \times \vec{B})_{\rm EW})$ with the EW axis. The measured polarization angle is given by $\phi(t_i) = \arctan(U(t_i)/Q(t_i))/2$ where U and Q are the linear Stokes parameters of the wave, given by $U(t_i) = 2{\rm Re}(E_{\rm EW}(t_i)E^*_{\rm NS}(t_i))$ and $Q(t_i) = |E_{\rm EW}(t_i)|^2 - |E_{\rm NS}(t_i)|^2$. The average polarization angle $\bar{\phi}$ is estimated as the average of the polarization angles in the time window in which the signal is present. The uncertainty on $\bar{\phi}$ is given by $\Delta\bar{\phi} = \frac{K}{N}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}(\phi(t_i) - \bar{\phi})^2}$ where $K = f_{\rm samp}/\Delta f$, Δf being the effective bandwidth of the measurement and N the number of samples in the signal window. The correlation between the expected $\phi_{\rm mag}$ and the measured value is presented in Fig. 4. The correlation is clear and confirms the geomagnetic origin of the electric field as main contribution. Nevertheless, there should be another source of the electric field: the variation of the charge excess during the development of the air shower in the atmosphere.

4 The charge-excess contribution

Both electric field contributions differ by their specific polarization patterns. The geomagnetic contribution is aligned along $\phi_{\rm mag}$. The electric field from the charge excess is radial in the plane transverse to the shower axis so that the polarization pattern depends on the angle $\phi_{\rm obs}$ between the EW axis and the axis defined by the shower core and the antenna position. We can construct an observable characterizing the deviation from a pure geomagnetic electric field by first applying a rotation to the x=EW and y=NS axis to make the new x' axis aligned along the $\phi_{\rm mag}$ direction and y' perpendicular to x'. Then we can define in this rotated coordinate system a new angle $\phi'_{\rm obs} = \phi_{\rm obs} - \phi_{\rm mag}$.

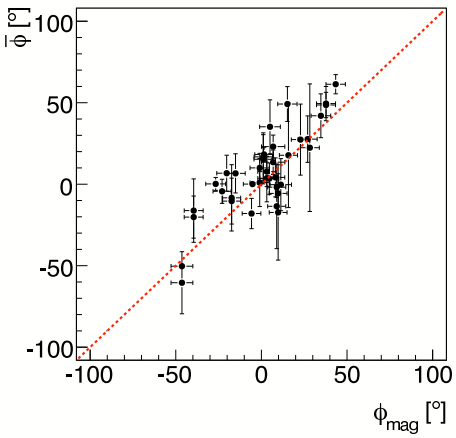


Figure 4: Measured polarization angle for the 37 signals from events in coincidence with the SD as a function of the expected polarization angle in case of a pure geomagnetic origin of the electric field. The dotted line represents full correlation.

We define R by:

$$R = \sum_{i=1}^{N} E_{x'}(t_i)\, E_{y'}(t_i) / \sum_{i=1}^{N} (E^2_{x'}(t_i) + E^2_{y'}(t_i)). \quad (1)$$

For a pure geomagnetic electric field, the value of R will be equal to 0 by construction. In this expression, the summation is done as before on all the samples in the signal window. To calculate R from the data, we take into account the noise levels with a contribution $n_{E_{x'}}$ and $n_{E_{y'}}$ computed in the same way but outside of the signal window and using a larger number of samples to get a better estimation. For the data, the denominator in Eq. 1 takes the form $\sum_{i=1}^{N}(E^2_{x'}(t_i) - n^2_{E_{x'}} + E^2_{y'}(t_i) - n^2_{E_{y'}})$. We compare the values of R for the 494 measurements of the electric field of coincident events with the SD to the values obtained for axis distance below 300 m with simulated events with REAS3 [14] and MGMR [15] having the same geometry than the observed events. From the charge-excess component, we expect a modulation in the value of R with a period of $360°$. This modulation appears clearly for both simulations as shown in Fig. 5. The values of $R_{\rm data}$ are calculated for the 37 signals; their uncertainties are obtained from the noise level determined on event-by-event basis. Concerning $R_{\rm sim}$, for each of the 37 signals, we generated a set of simulated showers to account for uncertainties on its reconstructed characteristics (axis direction, core position, energy). The central value and error bar of $R_{\rm sim}$ for each event is taken as the average and rms of $R_{\rm sim}$ of the set of corresponding simulated events. The set of simulated events contains 25 showers for REAS3 and 100 showers for MGMR. The correlation between $R_{\rm data}$ and $R_{\rm sim}$ is presented in Fig. 6. The correlation can be quantified using

1. Defined as the sum of the squares of the time series measurements envelope for both polarizations.

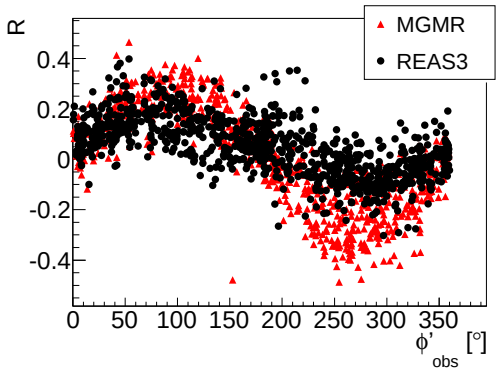


Figure 5: Values of R as a function of $\phi'_{\rm obs}$. Red triangles and black circles correspond to R values obtained with MGMR and REAS3 respectively, for axis distance below 300 m.

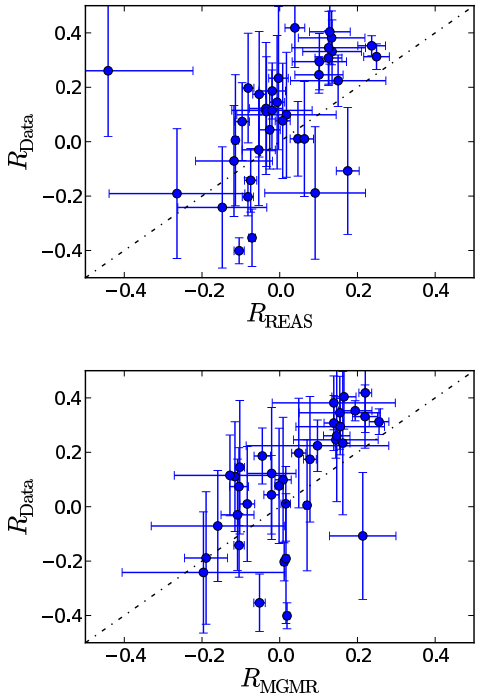


Figure 6: Correlation between $R_{\rm data}$ and $R_{\rm sim}$ for the 37 selected signals. The dotted lines represent full correlation.

$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n}(R_{{\rm data},i} - R_{{\rm sim},i})^2/(\sigma^2_{{\rm data},i} + \sigma^2_{{\rm sim},i})$ where $n = 37$ is the number of points and σ are the uncertainties on the corresponding axes. To compare the data with simulations without the charge-excess component, we run modified REAS3 and MGMR simulations leading to the corresponding $\chi^2_0 = \sum_{i=1}^{n} R^2_{{\rm data},i}/(\sigma^2_{{\rm data},i} + \sigma^2_{{\rm sim},i})$ because in this case $R_{\rm sim} = 0$. Accounting for the charge excess component reduces the χ^2 for both REAS3 and MGMR: the χ^2/n goes from 6.28 to 2.64 and from 6.08 to 3.53 respectively.

5 Conclusion

The data from 2 prototypes of radio setups have been used to observe the dominant role of the geomagnetic field in the emission of the electric field by the secondary particles in air showers. The possibility of detecting air showers in a fully autonomous way has been demonstrated. In the analysis of the polarization data of events detected in coincidence with the SD, the inclusion of the contribution of the electric field component due to the charge excess in the showers leads to a better agreement with the data than considering only a purely geomagnetic contribution. These first very encouraging results will be checked in more details with AERA at the Pierre Auger Observatory.

References

[1] T. Huege, R. Ulrich, R. Engel, Astropart. Phys., 2008, **30**: 96-104

[2] K.D. de Vries et al, Astropart. Phys., 2010, **34**: 267-273

[3] D. Ardouin and the CODALEMA Collaboration, Astropart. Phys. 2009, **31**: 192-200.

[4] H. Falcke et al., LOPES Collaboration, Nature, 2005, **435**: 313-316

[5] I. Allekotte et al, for the Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A, 2008, **586**: 409-420

[6] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A, 2010, **620**: 227251

[7] J. Kelley, for the Pierre Auger Collaboration, 2011, these proceedings

[8] B. Revenu, for the Pierre Auger and CODALEMA Collaborations, Nucl. Instr. Meth. A, 2009, **604**: S37-S40, doi:10.1016/j.nima.2009.03.028

[9] B. Revenu, for the Pierre Auger and CODALEMA Collaborations, Nucl. Instr. Meth. A, in press (2010) doi:10.1016/j.nima.2010.11.087

[10] H. Schoorlemmer for the Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A, in press (2010) doi:10.1016/j.nima.2010.11.145

[11] D. Charrier, for the CODALEMA Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A, in press (2010) doi:10.1016/j.nima.2010.10.141

[12] J. Coppens for the Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A, 2009, **604**: S41-S43, doi: 10.1016/j.nima.2009.03.119

[13] H. Gemmeke et al, Int. J. Mod. Phys. A, 2006, **21**: 242

[14] M. Ludwig, T. Huege, Astropart. Phys., in press, doi:10.1016/j.astropartphys.2010.10.012

[15] K. de Vries, O. Scholten, K. Werner, Nucl. Instr. Meth. A, in press (2010) doi:10.1016/j.nima.2010.10.127

Preprint typeset in JINST style - HYPER VERSION

Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory

The Pierre Auger Collaboration*

and S. Acounis[31], D. Charrier[31], T. Garçon[31], C. Rivière[29], P. Stassi[29].

ABSTRACT: We describe the experimental setup and the results of RAuger, a small radio-antenna array, consisting of three fully autonomous and self-triggered radio-detection stations, installed close to the center of the Surface Detector (SD) of the Pierre Auger Observatory in Argentina. The setup has been designed for the detection of the electric field strength of air showers initiated by ultra-high energy cosmic rays, without using an auxiliary trigger from another detection system. Installed in December 2006, RAuger was terminated in May 2010 after 65 registered coincidences with the SD. The sky map in local angular coordinates (i.e., zenith and azimuth angles) of these events reveals a strong azimuthal asymmetry which is in agreement with a mechanism dominated by a geomagnetic emission process. The correlation between the electric field and the energy of the primary cosmic ray is presented for the first time, in an energy range covering two orders of magnitude between 0.1 EeV and 10 EeV. It is demonstrated that this setup is relatively more sensitive to inclined showers, with respect to the SD. In addition to these results, which underline the potential of the radio-detection technique, important information about the general behavior of self-triggering radio-detection systems has been obtained. In particular, we will discuss radio self-triggering under varying local electric-field conditions.

KEYWORDS: Cosmic rays, extensive air showers, radio-detection, self-trigger, geomagnetic effect.

*Authors are listed on the following pages.

Contents

1. Introduction **7**

2. The RAuger experimental setup: radio-detection prototype stations **8**
2.1 Antennas 8
2.2 Electronics and data acquisition 11

3. Event rate **12**
3.1 Daily cycle 12
3.2 Dependence on extreme electric-field conditions 14

4. Coincident air-shower events **16**
4.1 Independence and validation of coincident events 17
4.2 Energy and distance distributions for coincident events 17
4.3 Relative detection efficiency for coincident events 18
4.4 Arrival directions of coincident events 19
4.5 Correlation between shower energy and electric field 20
4.6 A fully reconstructed three-fold coincidence 23

5. Conclusions **25**

The Pierre Auger Collaboration

P. Abreu[61], M. Aglietta[49], M. Ahlers[91], E.J. Ahn[79], I.F.M. Albuquerque[15], I. Allekotte[1], J. Allen[83], P. Allison[85], A. Almela[11,7], J. Alvarez Castillo[54], J. Alvarez-Muñiz[71], R. Alves Batista[16], M. Ambrosio[43], A. Aminaei[55], L. Anchordoqui[92], S. Andringa[61], T. Antiči'c[22], C. Aramo[43], F. Arqueros[68], H. Asorey[1], P. Assis[61], J. Aublin[28], M. Ave[71], M. Avenier[29], G. Avila[10], A.M. Badescu[64], K.B. Barber[12], A.F. Barbosa[13] ‡, R. Bardenet[27], B. Baughman[85] *c*, J. Bäuml[33], C. Baus[35], J.J. Beatty[85], K.H. Becker[32], A. Bellétoile[31], J.A. Bellido[12], S. BenZvi[91], C. Berat[29], X. Bertou[1], P.L. Biermann[36], P. Billoir[28], F. Blanco[68], M. Blanco[28,69], C. Bleve[32], H. Blümer[35,33], M. Boháčová[24], D. Boncioli[44], C. Bonifazi[20], R. Bonino[49], N. Borodai[59], J. Brack[77], I. Brancus[62], P. Brogueira[61], W.C. Brown[78], P. Buchholz[39], A. Bueno[70], L. Buroker[92], R.E. Burton[75], M. Buscemi[43], K.S. Caballero-Mora[71,86], B. Caccianiga[42], L. Caramete[36], R. Caruso[45], A. Castellina[49], G. Cataldi[47], L. Cazon[61], R. Cester[46], J. Chauvin[29], S.H. Cheng[86], A. Chiavassa[49], J.A. Chinellato[16], J. Chirinos Diaz[82], J. Chudoba[24], M. Cilmo[43], R.W. Clay[12], G. Cocciolo[47], R. Colalillo[43], L. Collica[42], M.R. Coluccia[47], R. Conceição[61], F. Contreras[9], H. Cook[73], M.J. Cooper[12], J. Coppens[55,57], S. Coutu[86], C.E. Covault[75], A. Criss[86], J. Cronin[87], A. Curutiu[36], R. Dallier[31,30], B. Daniel[16], S. Dasso[5,3], K. Daumiller[33], B.R. Dawson[12], R.M. de Almeida[21], M. De Domenico[45], C. De Donato[54], S.J. de Jong[55,57], G. De La Vega[8], W.J.M. de Mello Junior[16], J.R.T. de Mello Neto[20], I. De Mitri[47], V. de Souza[14], K.D. de Vries[56], L. del Peral[69], O. Deligny[26], H. Dembinski[33], N. Dhital[82], C. Di Giulio[44], M.L. Díaz Castro[13], P.N. Diep[93], F. Diogo[61], C. Dobrigkeit [16], W. Docters[56], J.C. D'Olivo[54], P.N. Dong[93,26], A. Dorofeev[77], J.C. dos Anjos[13], M.T. Dova[4], D. D'Urso[43], J. Ebr[24], R. Engel[33], M. Erdmann[37], C.O. Escobar[79,16], J. Espadanal[61], A. Etchegoyen[7,11], P. Facal San Luis[87], H. Falcke[55,58,57], K. Fang[87], G. Farrar[83], A.C. Fauth[16], N. Fazzini[79], A.P. Ferguson[75], B. Fick[82], J.M. Figueira[7], A. Filevich[7], A. Filipčič[65,66], S. Fliescher[37], B. Fox[88], C.E. Fracchiolla[77], E.D. Fraenkel[56], O. Fratu[64], U. Fröhlich[39], B. Fuchs[35], R. Gaior[28], R.F. Gamarra[7], S. Gambetta[40], B. García[8], S.T. Garcia Roca[71], D. Garcia-Gamez[27], D. Garcia-Pinto[68], G. Garilli[45], A. Gascon Bravo[70], H. Gemmeke[34], P.L. Ghia[28], M. Giller[60], J. Gitto[8], H. Glass[79], M.S. Gold[90], G. Golup[1], F. Gomez Albarracin[4], M. Gómez Berisso[1], P.F. Gómez Vitale[10], P. Gonçalves[61], J.G. Gonzalez[35], B. Gookin[77], A. Gorgi[49], P. Gorham[88], P. Gouffon[15], E. Grashorn[85], S. Grebe[55,57], N. Griffith[85], A.F. Grillo[50], Y. Guardincerri[3], F. Guarino[43], G.P. Guedes[17], P. Hansen[4], D. Harari[1], T.A. Harrison[12], J.L. Harton[77], A. Haungs[33], T. Hebbeker[37], D. Heck[33], A.E. Herve[12], G.C. Hill[12], C. Hojvat[79], N. Hollon[87], V.C. Holmes[12], P. Homola[59], J.R. Hörandel[55,57], P. Horvath[25], M. Hrabovský[25,24], D. Huber[35], T. Huege[33], A. Insolia[45], F. Ionita[87], S. Jansen[55,57], C. Jarne[4], S. Jiraskova[55], M. Josebachuili[7], K. Kadija[22], K.H. Kampert[32], P. Karhan[23], P. Kasper[79], I. Katkov[35], B. Kégl[27], B. Keilhauer[33], A. Keivani[81], J.L. Kelley[55], E. Kemp[16], R.M. Kieckhafer[82], H.O. Klages[33], M. Kleifges[34], J. Kleinfeller[9,33], J. Knapp[73], D.-H. Koang[29], K. Kotera[87], N. Krohm[32], O. Krömer[34], D. Kruppke-Hansen[32], D. Kuempel[37,39], J.K. Kulbartz[38], N. Kunka[34], G. La Rosa[48], D. LaHurd[75], L. Latronico[49], R. Lauer[90], M. Lauscher[37], P. Lautridou[31], S. Le Coz[29], M.S.A.B. Leão[19], D. Lebrun[29], P. Lebrun[79], M.A. Leigui de Oliveira[19], A. Letessier-Selvon[28], I. Lhenry-Yvon[26], K. Link[35], R. López[51], A. Lopez Agüera[71], K. Louedec[29,27], J. Lozano Bahilo[70], L. Lu[73], A. Lucero[7], M. Ludwig[35], H. Lyberis[20,26], M.C. Maccarone[48], C. Macolino[28], M. Malacari[12], S. Maldera[49], J. Maller[31], D. Mandat[24], P. Mantsch[79], A.G. Mariazzi[4], J. Marin[9,49], V. Marin[31], I.C. Maris[28], H.R. Marquez Falcon[53], G. Marsella[47], D. Martello[47], L. Martin[31,30], H. Martinez[52], O. Martínez Bravo[51], D. Martraire[26], J.J. Masías Meza[3], H.J. Mathes[33], J. Matthews[81], J.A.J. Matthews[90], G. Matthiae[44], D. Maurel[33], D. Maurizio[13,46], E. Mayotte[76], P.O. Mazur[79], G. Medina-Tanco[54],

M. Melissas[35], D. Melo[7], E. Menichetti[46], A. Menshikov[34], P. Mertsch[72], S. Messina[56], C. Meurer[37], R. Meyhandan[88], S. Mi'canovi'c[22], M.I. Micheletti[6], I.A. Minaya[68], L. Miramonti[42], B. Mitrica[62], L. Molina-Bueno[70], S. Mollerach[1], M. Monasor[87], D. Monnier Ragaigne[27], F. Montanet[29], B. Morales[54], C. Morello[49], J.C. Moreno[4], M. Mostafá[77], C.A. Moura[19], M.A. Muller[16], G. Müller[37], M. Münchmeyer[28], R. Mussa[46], G. Navarra[49 ‡], J.L. Navarro[70], S. Navas[70], P. Necesal[24], L. Nellen[54], A. Nelles[55,57], J. Neuser[32], P.T. Nhung[93], M. Niechciol[39], L. Niemietz[32], N. Nierstenhoefer[32], T. Niggemann[37], D. Nitz[82], D. Nosek[23], L. Nožka[24], J. Oehlschläger[33], A. Olinto[87], M. Oliveira[61], M. Ortiz[68], N. Pacheco[69], D. Pakk Selmi-Dei[16], M. Palatka[24], J. Pallotta[2], N. Palmieri[35], G. Parente[71], A. Parra[71], S. Pastor[67], T. Paul[92,84], M. Pech[24], J. Pękala[59], R. Pelayo[51,71], I.M. Pepe[18], L. Perrone[47], R. Pesce[40], E. Petermann[89], S. Petrera[41], A. Petrolini[40], Y. Petrov[77], C. Pfendner[91], R. Piegaia[3], T. Pierog[33], P. Pieroni[3], M. Pimenta[61], V. Pirronello[45], M. Platino[7], M. Plum[37], V.H. Ponce[1], M. Pontz[39], A. Porcelli[33], P. Privitera[87], M. Prouza[24], E.J. Quel[2], S. Querchfeld[32], J. Rautenberg[32], O. Ravel[31], D. Ravignani[7], B. Revenu[31], J. Ridky[24], S. Riggi[48,71], M. Risse[39], P. Ristori[2], H. Rivera[42], V. Rizi[41], J. Roberts[83], W. Rodrigues de Carvalho[71], I. Rodriguez Cabo[71], G. Rodriguez Fernandez[44,71], J. Rodriguez Martino[9], J. Rodriguez Rojo[9], M.D. Rodríguez-Frías[69], G. Ros[69], J. Rosado[68], T. Rossler[25], M. Roth[33], B. Rouillé-d'Orfeuil[87], E. Roulet[1], A.C. Rovero[5], C. Rühle[34], S.J. Saffi[12], A. Saftoiu[62], F. Salamida[26], H. Salazar[51], F. Salesa Greus[77], G. Salina[44], F. Sánchez[7], C.E. Santo[61], E. Santos[61], E.M. Santos[20], F. Sarazin[76], B. Sarkar[32], S. Sarkar[72], R. Sato[9], N. Scharf[37], V. Scherini[42], H. Schieler[33], P. Schiffer[38], A. Schmidt[34], O. Scholten[56], H. Schoorlemmer[55,57], J. Schovancova[24], P. Schovánek[24], F. Schröder[33], J. Schulz[55], D. Schuster[76], S.J. Sciutto[4], M. Scuderi[45], A. Segreto[48], M. Settimo[39], A. Shadkam[81], R.C. Shellard[13], I. Sidelnik[1], G. Sigl[38], H.H. Silva Lopez[54], O. Sima[63], A. 'Smiałkowski[60], R. Šmída[33], G.R. Snow[89], P. Sommers[86], J. Sorokin[12], H. Spinka[74,79], R. Squartini[9], Y.N. Srivastava[84], S. Stanic[66], J. Stapleton[85], J. Stasielak[59], M. Stephan[37], M. Straub[37], A. Stutz[29], F. Suarez[7], T. Suomijärvi[26], A.D. Supanitsky[5], T. Šuša[22], M.S. Sutherland[81], J. Swain[84], Z. Szadkowski[60], M. Szuba[33], A. Tapia[7], M. Tartare[29], O. Taşcău[32], R. Tcaciuc[39], N.T. Thao[93], D. Thomas[77], J. Tiffenberg[3], C. Timmermans[57,55], W. Tkaczyk[60 ‡], C.J. Todero Peixoto[14], G. Toma[62], L. Tomankova[24], B. Tomé[61], A. Tonachini[46], G. Torralba Elipe[71], D. Torres Machado[31], P. Travnicek[24], D.B. Tridapalli[15], E. Trovato[45], M. Tueros[71], R. Ulrich[33], M. Unger[33], M. Urban[27], J.F. Valdés Galicia[54], I. Valiño[71], L. Valore[43], G. van Aar[55], A.M. van den Berg[56], S. van Velzen[55], A. van Vliet[38], E. Varela[51], B. Vargas Cárdenas[54], G. Varner[88], J.R. Vázquez[68], R.A. Vázquez[71], D. Veberič[66,65], V. Verzi[44], J. Vicha[24], M. Videla[8], L. Villaseñor[53], H. Wahlberg[4], P. Wahrlich[12], O. Wainberg[7,11], D. Walz[37], A.A. Watson[73], M. Weber[34], K. Weidenhaupt[37], A. Weindl[33], F. Werner[33], S. Westerhoff[91], B.J. Whelan[86], A. Widom[84], G. Wieczorek[60], L. Wiencke[76], B. Wilczyńska[59 ‡], H. Wilczyński[59], M. Will[33], C. Williams[87], T. Winchen[37], M. Wommer[33], B. Wundheiler[7], T. Yamamoto[87 a], T. Yapici[82], P. Younk[80,39], G. Yuan[81], A. Yushkov[71], B. Zamorano Garcia[70], E. Zas[71], D. Zavrtanik[66,65], M. Zavrtanik[65,66], I. Zaw[83 d], A. Zepeda[52 b], J. Zhou[87], Y. Zhu[34], M. Zimbres Silva[32,16], M. Ziolkowski[39]

[1] Centro Atómico Bariloche and Instituto Balseiro (CNEA-UNCuyo-CONICET), San Carlos de Bariloche, Argentina

[2] Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones, CITEDEF and CONICET, Argentina

[3] Departamento de Física, FCEyN, Universidad de Buenos Aires y CONICET, Argentina

[4] IFLP, Universidad Nacional de La Plata and CONICET, La Plata, Argentina

[5] Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA), Buenos Aires, Argentina

[6] Instituto de Física de Rosario (IFIR) - CONICET/U.N.R. and Facultad de Ciencias Bioquímicas

y Farmacéuticas U.N.R., Rosario, Argentina
[7] Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (CNEA, CONICET, UNSAM), Buenos Aires, Argentina
[8] National Technological University, Faculty Mendoza (CONICET/CNEA), Mendoza, Argentina
[9] Observatorio Pierre Auger, Malargüe, Argentina
[10] Observatorio Pierre Auger and Comisión Nacional de Energía Atómica, Malargüe, Argentina
[11] Universidad Tecnológica Nacional - Facultad Regional Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina
[12] University of Adelaide, Adelaide, S.A., Australia
[13] Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Rio de Janeiro, RJ, Brazil
[14] Universidade de São Paulo, Instituto de Física, São Carlos, SP, Brazil
[15] Universidade de São Paulo, Instituto de Física, São Paulo, SP, Brazil
[16] Universidade Estadual de Campinas, IFGW, Campinas, SP, Brazil
[17] Universidade Estadual de Feira de Santana, Brazil
[18] Universidade Federal da Bahia, Salvador, BA, Brazil
[19] Universidade Federal do ABC, Santo André, SP, Brazil
[20] Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Rio de Janeiro, RJ, Brazil
[21] Universidade Federal Fluminense, EEIMVR, Volta Redonda, RJ, Brazil
[22] Rudjer Boškovi'c Institute, 10000 Zagreb, Croatia
[23] Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Institute of Particle and Nuclear Physics, Prague, Czech Republic
[24] Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic
[25] Palacky University, RCPTM, Olomouc, Czech Republic
[26] Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), Université Paris 11, CNRS-IN2P3, Orsay, France
[27] Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL), Université Paris 11, CNRS-IN2P3, France
[28] Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies (LPNHE), Universités Paris 6 et Paris 7, CNRS-IN2P3, Paris, France
[29] Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), Université Joseph Fourier Grenoble, CNRS-IN2P3, Grenoble INP, France
[30] Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, CNRS/INSU, France
[31] SUBATECH, École des Mines de Nantes, CNRS-IN2P3, Université de Nantes, France
[32] Bergische Universität Wuppertal, Wuppertal, Germany
[33] Karlsruhe Institute of Technology - Campus North - Institut für Kernphysik, Karlsruhe, Germany
[34] Karlsruhe Institute of Technology - Campus North - Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik, Karlsruhe, Germany
[35] Karlsruhe Institute of Technology - Campus South - Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP), Karlsruhe, Germany
[36] Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, Germany
[37] RWTH Aachen University, III. Physikalisches Institut A, Aachen, Germany
[38] Universität Hamburg, Hamburg, Germany
[39] Universität Siegen, Siegen, Germany
[40] Dipartimento di Fisica dell'Università and INFN, Genova, Italy
[41] Università dell'Aquila and INFN, L'Aquila, Italy
[42] Università di Milano and Sezione INFN, Milan, Italy

[43] Università di Napoli "Federico II" and Sezione INFN, Napoli, Italy
[44] Università di Roma II "Tor Vergata" and Sezione INFN, Roma, Italy
[45] Università di Catania and Sezione INFN, Catania, Italy
[46] Università di Torino and Sezione INFN, Torino, Italy
[47] Dipartimento di Matematica e Fisica "E. De Giorgi" dell'Università del Salento and Sezione INFN, Lecce, Italy
[48] Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica di Palermo (INAF), Palermo, Italy
[49] Istituto di Fisica dello Spazio Interplanetario (INAF), Università di Torino and Sezione INFN, Torino, Italy
[50] INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (L'Aquila), Italy
[51] Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Mexico
[52] Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN (CINVESTAV), México, Mexico
[53] Universidad Michoacana de San Nicolas de Hidalgo, Morelia, Michoacan, Mexico
[54] Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Mexico, D.F., Mexico
[55] IMAPP, Radboud University Nijmegen, Netherlands
[56] Kernfysisch Versneller Instituut, University of Groningen, Groningen, Netherlands
[57] Nikhef, Science Park, Amsterdam, Netherlands
[58] ASTRON, Dwingeloo, Netherlands
[59] Institute of Nuclear Physics PAN, Krakow, Poland
[60] University of Łódź, Łódź, Poland
[61] LIP and Instituto Superior Técnico, Technical University of Lisbon, Portugal
[62] 'Horia Hulubei' National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest- Magurele, Romania
[63] University of Bucharest, Physics Department, Romania
[64] University Politehnica of Bucharest, Romania
[65] J. Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia
[66] Laboratory for Astroparticle Physics, University of Nova Gorica, Slovenia
[67] Institut de Física Corpuscular, CSIC-Universitat de València, Valencia, Spain
[68] Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spain
[69] Universidad de Alcalá, Alcalá de Henares (Madrid), Spain
[70] Universidad de Granada and C.A.F.P.E., Granada, Spain
[71] Universidad de Santiago de Compostela, Spain
[72] Rudolf Peierls Centre for Theoretical Physics, University of Oxford, Oxford, United Kingdom
[73] School of Physics and Astronomy, University of Leeds, United Kingdom
[74] Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA
[75] Case Western Reserve University, Cleveland, OH, USA
[76] Colorado School of Mines, Golden, CO, USA
[77] Colorado State University, Fort Collins, CO, USA
[78] Colorado State University, Pueblo, CO, USA
[79] Fermilab, Batavia, IL, USA
[80] Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA
[81] Louisiana State University, Baton Rouge, LA, USA
[82] Michigan Technological University, Houghton, MI, USA

[83] New York University, New York, NY, USA
[84] Northeastern University, Boston, MA, USA
[85] Ohio State University, Columbus, OH, USA
[86] Pennsylvania State University, University Park, PA, USA
[87] University of Chicago, Enrico Fermi Institute, Chicago, IL, USA
[88] University of Hawaii, Honolulu, HI, USA
[89] University of Nebraska, Lincoln, NE, USA
[90] University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA
[91] University of Wisconsin, Madison, WI, USA
[92] University of Wisconsin, Milwaukee, WI, USA
[93] Institute for Nuclear Science and Technology (INST), Hanoi, Vietnam

(‡) Deceased
(a) Now at Konan University
(b) Also at the Universidad Autonoma de Chiapas on leave of absence from Cinvestav
(c) Now at University of Maryland
(d) Now at NYU Abu Dhabi

1. Introduction

The origin of cosmic rays at ultra high energies ($E > 0.1$ EeV) is a fundamental question of astroparticle physics. The induced shower of secondary particles in the atmosphere of the Earth provides essential information on the cosmic ray itself: arrival direction, primary energy, and mass. An established method to assess the mass of the primary particle is based on the determination of the longitudinal shower profile, for instance by using optical detectors which collect the ultra-violet photons emitted by excited nitrogen along the path of the shower (see, e.g., [1]). As this light signal is very weak, it can only be observed during dark nights, limiting the duty cycle for this detection technique to about 14%. In the air shower many electrons and positrons are created, forming a pancake-shaped particle front with a typical thickness ranging from less than 1 m close to the shower axis to more than 10 m far from the shower axis. The geomagnetic field induces a drift velocity in these particles which is perpendicular to the direction of the initial cosmic ray and which is in opposite directions for electrons or positrons. The strength of this current is roughly proportional to the number of charged particles. As this number changes while the shower develops through the atmosphere, coherent emission of electromagnetic waves occurs at wavelengths larger than the size of the dimension of the charge cloud, i.e., for radio frequencies less than about 300 MHz, which are in the VHF band. Thus, while the fluorescence light is proportional to the energy deposit, radio signals probe the increase and the decrease of the number of electrons and positrons in the shower. Therefore, radio signals carry information which is complementary to that from the observation by fluorescence emission, as well as to that from the detection of secondary particles hitting the surface of the Earth [2, 3]. Since radio waves are hardly affected by their passage through the atmosphere, a radio-detection array has a potential duty cycle of almost 100%, although effects of atmospheric disturbances (thunderstorms) [4] and transient electromagnetic interferences (human-related activities) reduce this quantity. In the last two years, substantial progress has been made in radio detection of cosmic rays, technically through the Auger Engineering Radio Array (AERA) project [5] which benefits from the results obtained by the CODALEMA [6, 7] and the LOPES [8, 9] experiments. The AERA project was preceded by important tests performed with small-scale experiments to detect cosmic rays at the Pierre Auger Observatory and which were used to further develop the radio-detection technique for large-scale experiments.

This report describes the RAuger setup which ran in its first version between December 2006 and May 2010. RAuger uses the same antennas as the ones used in CODALEMA but differs in all other aspects: RAuger is fully autonomous and independent of any external detector, contrary to CODALEMA where the radio array is triggered by a particle detector and powered by cables. We will use the angular coordinates θ and ϕ as the zenith and the azimuth angles, respectively, and where $\phi = 0^\circ$ (90°) denotes the geographic east (north). In section 2, we describe the RAuger experimental setup, and in section 3 the dependence of the trigger rate on the local electric field conditions, and we discuss the possible consequences for event selection. Finally, in section 4, the events detected by the Surface Detector (SD) of the observatory which were in coincidence with the events registered by the radio prototype are presented. Initial data obtained with this setup have been reported in [10, 11]. In the past, radio detection of cosmic rays has been discussed in [12, 13, 14, 15, 16]. More recently, similar reports have been obtained from other experiments as well [17, 18, 19].

2. The RAuger experimental setup: radio-detection prototype stations

The Pierre Auger Observatory is located near Malargüe, in the province of Mendoza in Argentina. In its basic layout, it is a hybrid detector composed of the SD [20] and the Fluorescence Detector (FD) [1]. The SD is composed of 1660 water Cherenkov detectors arranged as an array on a triangular grid with 1.5 km spacing. An elementary triangle has an area of 0.97 km^2. In Figure 1, the various components of the observatory are displayed. The SD-determined energy T_{50}, where this detector has 50% detection efficiency, is about 1 EeV.

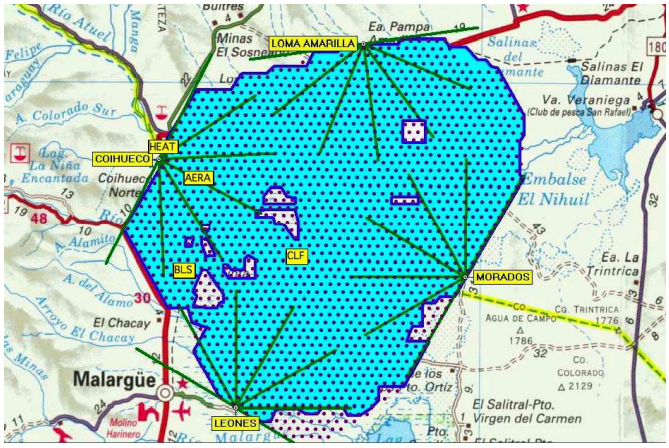


Figure 1. *Map of the Pierre Auger Observatory area (see the online colored version), showing the stations of the SD (blue dots), the sites of the telescopes of the FD (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla and Coihueco), the location of the Auger Engineering Radio Array (AERA), and the sites where prototypes of AERA have been deployed: Balloon Launching Station (BLS) and Central Laser Facility (CLF). The distance between Loma Amarilla and Los Leones is 64 km.*

RAuger [10, 11] was composed of three fully autonomous radio-detection stations (A1, A2, A3). Each station was independent in terms of power supply, trigger, data acquisition, and data transmission. The layout of the three radio-detection stations is presented in Figure 2, whereas Figure 3 shows a photo of one of these stations. The three stations were placed near the center of the SD array close to the CLF, at the corners of a small equilateral triangle, with an area of 8400 m^2 representing 0.86% of an SD elementary triangle. At the center of the nearest elementary triangle, an additional SD station (named Apolinario) was installed to locally increase the SD event rate. The coincident events involving three SD stations including Apolinario were used for arrival direction studies only, because the full reconstruction of the corresponding shower is not reliable for core position and energy estimation. The coincident events involving three or more regular SD stations are fully usable (note that the Apolinario data were not used in the reconstruction algorithms in order to avoid parameter biasing with respect to the SD dataset).

2.1 Antennas

To detect the very fast electric field-transients produced by air showers, which have a typical pulse width of 10 - 100 ns [22], we used a wide-band antenna made of a dipole receiver coupled to a

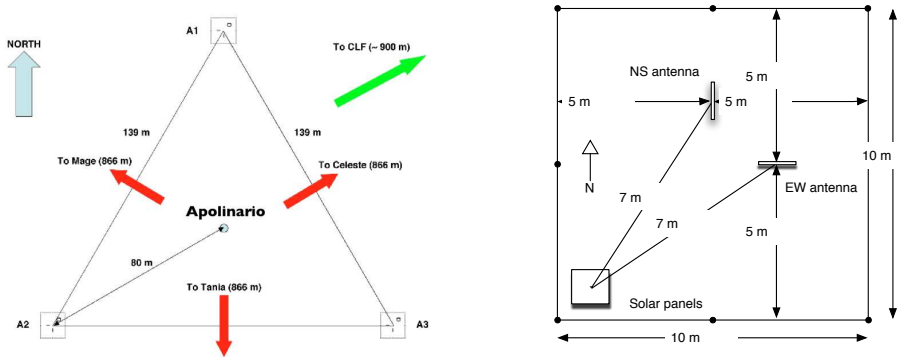


Figure 2. *Left: setup of the RAuger experiment, with the three radio-detection stations A1, A2 and A3 around the SD station called Apolinario, where stations Mage, Celeste, and Tania are the three neighboring stations of the SD basic layout. Right: sketch of an individual radio-detection station with two dipole antennas, one aligned north-south (NS) and one aligned east-west (EW).*

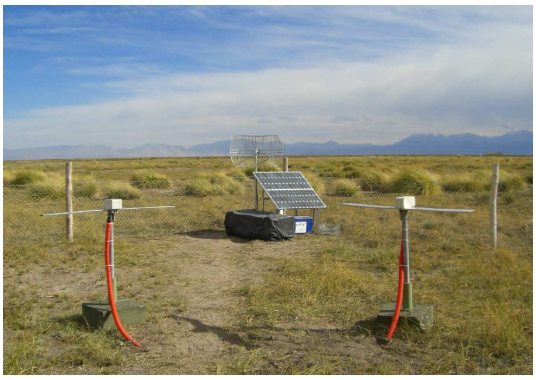


Figure 3. *Photo of a radio-detection station with its two dipole antennas and, in the back, the solar panels, the electronics box (covered by a black plastic sheet) and the WiFi antenna pointing toward the CLF.*

dedicated front-end amplifier. Therefore, this dipole antenna acted as an active one and not as a simple short dipole. The amplifier was a low-noise, high input impedance, dedicated ASIC with a gain of 34 dB from 0.1 MHz to 200 MHz, with a 3 dB bandwidth from 0.08 MHz to 230 MHz. Our frequency range of interest was 20-80 MHz, and a low-pass filter was inserted after the front-end amplifier to suppress high frequency and very powerful TV transmitter carriers above 200 MHz, that would otherwise have added a strong noise component to any cosmic-ray signal. Figure 4 presents a spectrum recorded at the CLF, using background data at the output of the antenna. The antenna response is not deconvoluted because the background is coming from all directions, which explains the overall shape of the spectrum and its base level. The AM and FM emitters are clearly visible below 20 MHz and above 80 MHz, respectively. This type of antenna has been in use at the CODALEMA experiment [23] since 2005. The dipole was made of two aluminium slats of 0.6 m length and 0.1 m width and was installed horizontally at 1 m above ground. Additional and detailed technical information can be found in [23]. The frequency and directivity response, which

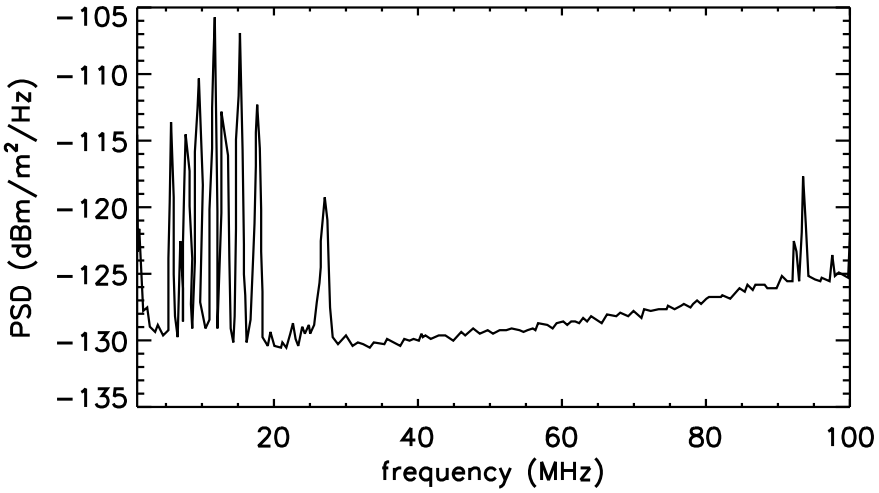


Figure 4. *Spectrum measured with the dipole antenna at the same location as the RAuger experiment. The antenna response is not deconvoluted. The strong emission line visible here at* ~ 27 *MHz is not always present in the data. The frequency band 40-80 MHz is, most of the time, free of emitters.*

includes the amplifier response to describe the “active antenna" properties, are well understood through both measurements and simulations, which allows us to correct the registered signals for the antenna response. From the measured values $V_m^{\rm EW}$ and $V_m^{\rm NS}$ of the voltages in both EW and NS dipoles, we can reconstruct the values of the electric field in the EW and NS directions:

$$\begin{aligned} E_{\rm EW}(t) = \cos\theta\,\cos\phi\,\mathscr{F}^{-1}\left(\frac{H_\phi^{\rm NS}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm EW}) - H_\phi^{\rm EW}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm NS})}{H_\phi^{\rm NS}H_\theta^{\rm EW} - H_\phi^{\rm EW}H_\theta^{\rm NS}}\right) \\ + \sin\phi\,\mathscr{F}^{-1}\left(\frac{H_\theta^{\rm NS}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm EW}) - H_\theta^{\rm EW}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm NS})}{H_\phi^{\rm NS}H_\theta^{\rm EW} - H_\phi^{\rm EW}H_\theta^{\rm NS}}\right) \end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\begin{aligned} E_{\rm NS}(t) = \cos\theta\,\sin\phi\,\mathscr{F}^{-1}\left(\frac{H_\phi^{\rm NS}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm EW}) - H_\phi^{\rm EW}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm NS})}{H_\phi^{\rm NS}H_\theta^{\rm EW} - H_\phi^{\rm EW}H_\theta^{\rm NS}}\right) \\ - \cos\phi\,\mathscr{F}^{-1}\left(\frac{H_\theta^{\rm NS}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm EW}) - H_\theta^{\rm EW}\,\mathscr{F}(V_m^{\rm NS})}{H_\phi^{\rm NS}H_\theta^{\rm EW} - H_\phi^{\rm EW}H_\theta^{\rm NS}}\right) \end{aligned} \tag{2.2}$$

where $\mathscr{F}$ is the Fourier transform, (θ,ϕ) the incoming direction and $H_{\theta,\phi}^{\rm EW,NS}$ are the transfer functions accounting for the antenna and electronics response. $H_{\theta,\phi}^{\rm EW,NS}$ are complex functions of the frequency and permit one to correct for directivity variation and phase delay. We used the 4NEC2 software [24] to compute these transfer functions for a wide range of arrival directions.

In order to check the effect of the soil properties, we ran simulations with varying values of the conductivity σ. In 4NEC2 it is not possible to use a conductivity that varies with the frequency. We used instead a value of σ constant with the frequency, and we selected two extreme values as

reported in [25]. We refer to Figures 1 and 2 in this reference corresponding to our case: that of a dry soil. The dry sand dielectric constant can be taken as constant (we used $\varepsilon_r = 2.7$, the variations being smaller than 1.8%) over our frequencies of interest. We cannot use any data below 20 MHz due to AM emitters in the area. The dry sand conductivity varies from $\sigma_{\min} = 9 \times 10^{-4}$ S m^{-1} at 10 MHz up to $\sigma_{\max} = 8 \times 10^{-3}$ S m^{-1} at 80 MHz. For illustration, we computed the transfer functions in the two cases $\sigma_{\min}$, $\sigma_{\max}$ and for two arrival directions (vertical and $\theta = 51^\circ, \phi = 210^\circ$, corresponding to the threefold event presented in section 4.6). Figure 5 (top) displays, as a function of the frequency, the results we obtained for the function $1/|H_\theta^{\mathrm{EW}}|$, which represents the inverse of the equivalent length of the antenna in the EW direction. The results for the function $1/|H_\phi^{\mathrm{EW}}|$ are presented in Figure 5 (bottom). The relative difference between the extreme cases $\sigma_{\min}$ and $\sigma_{\max}$ results in a relative error in the inverse equivalent lengths below 20% for frequencies above 20 MHz. Since we do not have a constant monitoring of the soil properties, we will choose the case $\sigma = \sigma_{\min}$ for the present analysis and we account for the varying σ by considering an uncertainty of 20% in the transfer function.

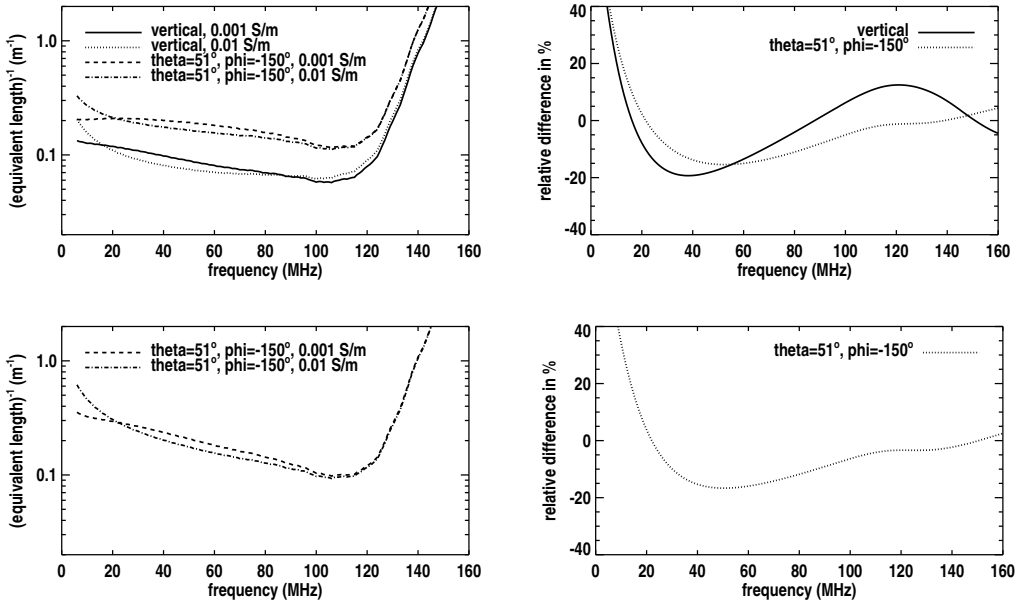


Figure 5. *Top left: inverse of the equivalent length in the EW direction ($1/|H_\theta^{EW}|$) as a function of the frequency of a CODALEMA dipole antenna [23] for two arrival directions and two extreme values σ_{min}, σ_{max} of the soil conductivity. Top right: relative difference between the cases σ_{min}, σ_{max}. Bottom figures: same as top figures for the function $1/|H_\phi^{EW}|$. The zenith arrival direction corresponds to $H_\phi^{EW} = 0$ and therefore is not represented in the figure. Our range of frequency of interest is 20-80 MHz.*

2.2 Electronics and data acquisition

In addition to the active dipole antennas, the electronics, triggering, and data-acquisition systems used in RAuger contained the following elements:

- A trigger board with a tunable radio-frequency filter to get rid of frequencies due to human activities;
- Two channels of a Tektronix THS730A hand-held oscilloscope consisting of an 8-bit Analog to Digital Converter (ADC) adapted to wide-band waveform analysis, working at 500 MS/s for a 5 μs registered waveform over 2500 points;
- A GPS Motorola Oncore UT+ receiver (the same as used in the SD stations) for a time reference [26];
- Two 85 W solar panels and two 100 Ah, 12 V batteries for the power supply of the station, while the continuous load for the station electronics was 18 W;
- A local data-acquisition system based on the Unified Board (UB) developed for the SD stations [26]; this UB used the same time tagging system as the SD stations and mastered the local data streams and managed the communication with the remote Radio Data Acquisition System (RDAS) located at the CLF about 900 m east of the radio-detection array;
- A standard WiFi system (115 kbps) to send the station data to the RDAS.

At each station, radio events were recorded by two channels (one per antenna): the first one being the full-band EW signal between 0.1 MHz and 100 MHz; the second one the full-band NS signal (same frequency boundaries). The trigger decision was made on the EW signal after filtering it between 50 and 70 MHz. This filtered signal was sent to a voltage comparator to build the trigger. One of the important limitations of these stations was that the trigger level could not be changed, neither remotely nor by software; adjustments had to be made by hand. The acquisition was vetoed until the event was read from the oscilloscope. Subsequently, the data were transmitted via a high-gain WiFi link to the RDAS located in the CLF. Because of a required time of about 2.7 s to read out the oscilloscope and to send these data to the RDAS, the maximum event rate was around 0.37 event s^{-1}. The RDAS received the data from the three stations and no higher-level trigger was used; each registered event was stored on disk and the analysis of the three data streams was done off-line.

3. Event rate

For each individual station, the trigger level was adjusted to avoid, as much as possible, saturation of the acquisition rate caused by ambient noise transients. The amplitudes of these transients were rather high even when the local rms noise on the stations was low.

3.1 Daily cycle

In Figure 6, the behavior of the event rate for the three stations for two typical and very illustrative days is displayed: December 13, 2007 (left panels) and March 24, 2008 (right panels). Between these two days, the thresholds of the three stations were changed effectively by a few μV m^{-1}, leading to a significant decrease of the event rate before 15:00 h UTC. We note that the maximum event rate for the three stations was about 0.37 s^{-1}. A strong sensitivity to noise variations can

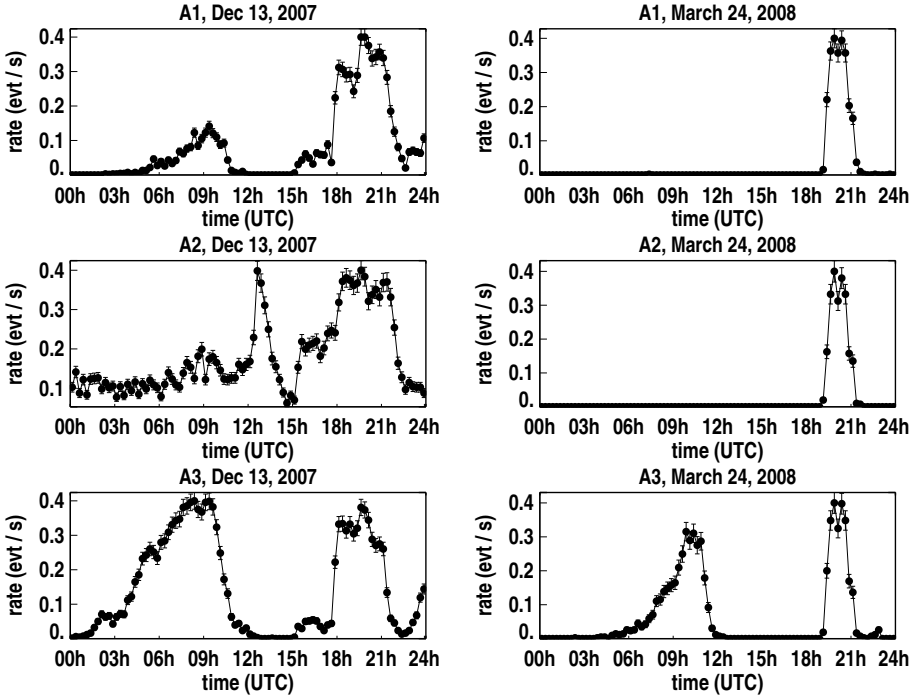


Figure 6. *The event rate for the stations A1, A2, and A3 on December 13, 2007 (left) and March 24, 2008 (right). The error bars correspond to the statistical fluctuations in a bin. The horizontal axis is the UTC time; local time in Malargüe, Argentina is UTC-3.*

be seen in Figure 6. Furthermore, for a very small change of the detection threshold, one can find triggering conditions leading to a large suppression of the number of events caused by ambient transient noise. It is worth noting that the event rates of the three stations have similar behaviors, but for A3 an additional period of high event rate is visible in Figure 6 during the morning of the two days. It was found that the strength of this bump is correlated with the measured humidity fraction in the air at the CLF, and so it could indicate that A3 was more sensitive to humidity fraction than A1 or A2. A possible cause of this might be different insulation conditions for A3 when the radio stations were installed.

Another way to present the trigger dependence on the noise conditions and to investigate its long-term behavior is to plot its average over a few months as a function of UTC hour. For station A1, this distribution is presented in Figure 7, corresponding to 384 000 events between January 2008 and May 2008, where the trigger threshold was between 90 and 150 μV m^{-1} depending on the arrival direction of the event. As was already observed for the particular days displayed in Figure 6, the event rate is not uniform during the day. It starts to increase at 15 h UTC, it reaches a maximum at 21 h UTC and then slowly decreases until 9 h UTC.

A possible origin for this daily variation could be the periodicity of the Earth's electric field strength. The local electric field was recorded by an electric-field meter located at the BLS (see

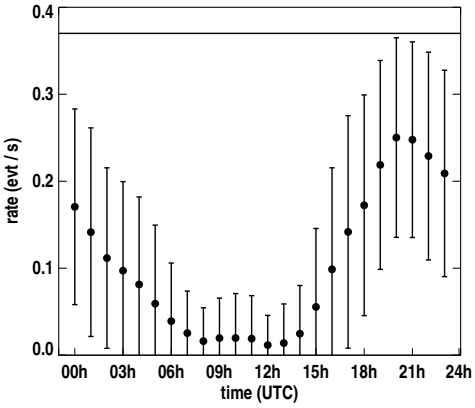


Figure 7. *Averaged weighted event rate (events per second) for A1 (where the weight is the number of events during each day of the sample) as a function of UTC time. The error bars indicate the* 1σ *value at each data point. The horizontal line indicates the saturation level at 0.37 event* s^{-1}*.*

Figure 1) which is about 18 km west of the site of this radio-detection array. This electric-field meter records every second the vertical static component of the electric field at ground level. The typical daily variation of the recorded values is presented in Figure 8 (left) for values averaged over a period of one year. The mean electric-field strength undergoes a periodic variation of about (50 ± 10) V m^{-1}. This daily variation changes slightly with seasons and is correlated with the solar exposure, as shown in Figure 8 (right).

The measurement of the electric-field strength allows for the identification of, e.g., thunderstorms which cause very strong and wide-band transients possibly triggering a radio-detection station. As an example, we display in Figure 9 the event rate (right) for station A3 on March 7, 2008, which clearly follows the variation of the recorded strength of the static electric field (left). From this observation, one can conclude that a strong deviation of the static component of the electric field also gives a strong counterpart in our trigger band (50-70 MHz).

3.2 Dependence on extreme electric-field conditions

Now we assess periods of large static electric-field strength. The left panel of Figure 10 presents periods (in white) when the electric field deviates by more than 50 V m^{-1} from its mean absolute value. If we compare this plot with the one displayed in the right panel of this figure, we recognize that at the end of the day similar zones of high event rates and perturbations of electric field appear from December 2007 until the end of February 2008. Note that some electric-field data are missing (black zone in the left figure) during very large perturbations caused by severe thunderstorms.

The radio-detection setup is not able to detect transients induced by cosmic rays during periods of trigger saturation due to strong electric fields. Thus, all events detected with the radio-detection stations in coincidence with the SD have been recorded outside such periods. For each time period where the event rate was larger than 50 events within 15 minutes (15% of the saturation rate),

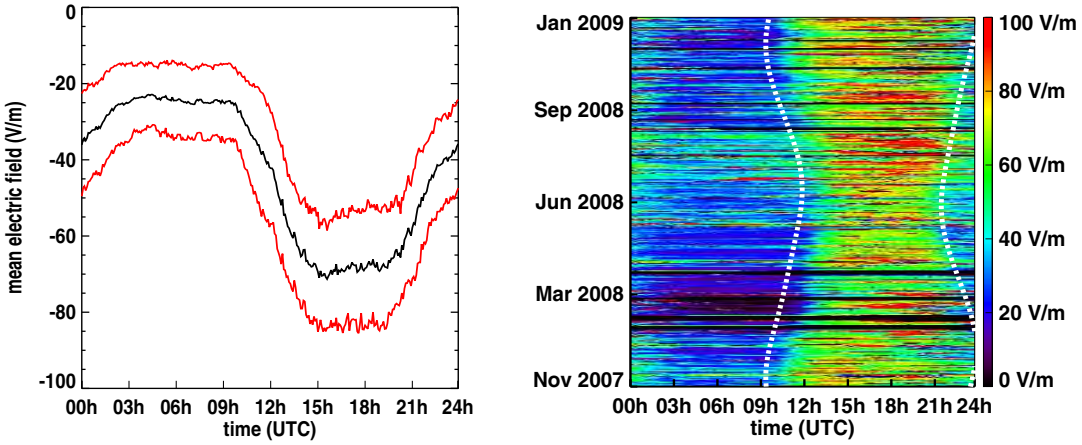


Figure 8. *Left: the daily variation of the static electric-field strength (averaged over one year: pathological values exceeding the average by more than 2 σ, like the ones recorded during thunderstorms, are not taken into account). The ± 1 σ range is represented. Right: the absolute value of the local electric field over 15 months (between November 2007 and January 2009). The yellow and green hourglass-shaped zone is due to the variation of the duration of the daily solar exposure. Black parts of this plot indicate missing data during very large perturbations of the electric field caused by close lightning hits. Hours of sunrise and sunset are superimposed as dotted-lines.*

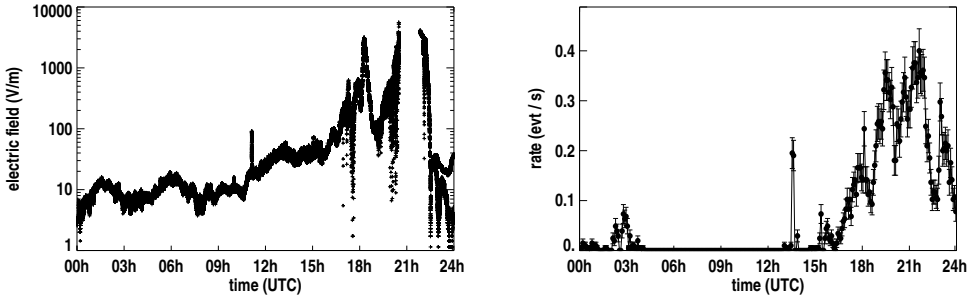


Figure 9. *Left: the recorded absolute value of the electric field on March 7, 2008. Right: the event rate for station A3 during the same day.*

we calculated all the time intervals Δt between the considered time bin and the time bins (within ± 12 hours) when the deviation of the electric field was larger than 50 V m^{-1}. As an example, we display for station A2 the distribution of these time intervals in Figure 11. The peak around $\Delta t \sim 0$ underlines the strong correlation between these two parameters. The same figure displays also the distribution one would have obtained in the case of no correlation between periods of a high event rate and periods with large values of the electric field.

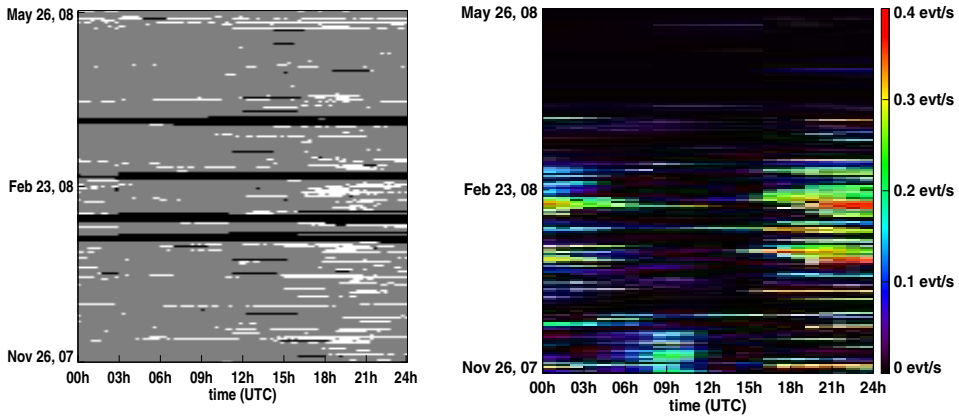


Figure 10. *Left: in white, recorded strong deviations (see text) of the value of the electric field as a function of time. Black parts of this plot indicate missing data during very large perturbations of the electric field caused by close lightning strikes. Right: recorded event rate for station A1.*

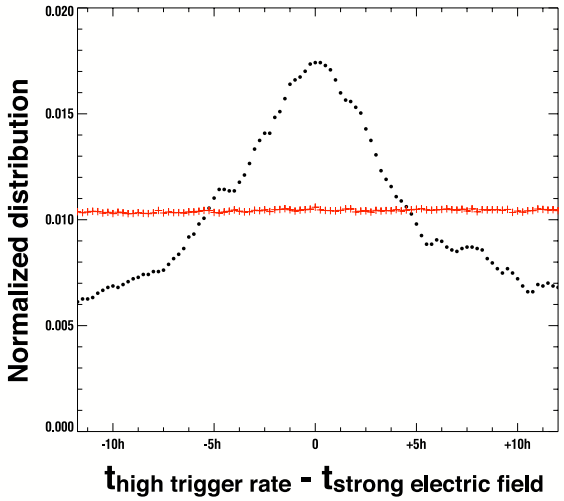


Figure 11. *Distribution of the time difference between saturation periods (more than 50 events within 15 minutes) for station A2 and periods with high values of the electric field (larger than 50 V m^{-1}). The expected distribution in the case for which there is no correlation between the event rate and the strength of the electric field is shown as a horizontal line.*

4. Coincident air-shower events

As discussed in the previous section, the sensitivity of the radio-detection array varied according

to the local weather conditions and the time of day. Therefore, the daily event rate varied strongly. Nevertheless, it is possible to identify easily actual cosmic-ray events in coincidence with the SD, due to the small value of the maximum event rate (0.37 event s^{-1}). This guarantees that the number of random coincidences between radio and the SD is negligible.

4.1 Independence and validation of coincident events

We searched for coincidences between radio and the SD by an off-line comparison of the radio event times of each radio station with the arrival time of SD events computed at the location the SD station Apolinario. We used the SD T4 events with no fiducial cut (see [21] for a definition of T4 events). If the difference in time between this SD event and the radio event is less than 1 μs, we verify that the radio event time is compatible with the geometry of the shower by comparing $t_{\rm SD}^{\rm measured} - t_{\rm radio}^{\rm measured}$ with $-(u\delta x + v\delta y)/c$, where $(u,v) = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi)$ are the shower axis direction cosines, and $\delta x = x_{\rm SD} - x_{\rm radio}$, $\delta y = y_{\rm SD} - y_{\rm radio}$, with $(x_{\rm SD}, y_{\rm SD})$ and $(x_{\rm radio}, y_{\rm radio})$ the ground coordinates of an SD station and a radio station participating in the event, respectively. A conservative estimate of the instantaneous accidental coincidence rate in a time window of 20 μs gives a number of the order of 10^{-10} s^{-1}. For this calculation, we consider an average rate of 1.4 air showers per day registered by the SD within a range of 1 km from Apolinario, and we assume the worst situation where the radio event rate is always saturated. Therefore, the expected number of random radio events in coincidence with the SD in a conservative time window of 20 μs is of the order of 0.016, integrated over the 2.6 years of running time of the experiment. Up to May 2010, 65 coincidences were recorded: 58, 6 and 1 with one, two or three radio stations, respectively. The distribution of the times between any two such radio-detected consecutive events is displayed in Figure 12 (left). The solid line in this figure describes an exponential fit to the data with a time constant of 11.8 ± 0.2 days. To investigate whether these radio events were not generated by other sources (e.g., the electronics or the photomultipliers of nearby SD stations), the difference in the triggering time from the radio stations participating in the event and that from the SD station Apolinario was calculated. In Figure 12 (right), we compare these time differences with the predicted values based on the shower geometry as determined from the recorded SD data. The correlation appears to be very clear: the slope of the linear fit through the data points is equal to one.

4.2 Energy and distance distributions for coincident events

Figure 13 (left) shows the energy distribution of the 65 registered coincident events, compared to the set of all SD T4 events that 1) could have been detected by any of the 3 radio-stations, and 2) had a shower axis distance to Apolinario smaller than 1 km. The total number of SD T4 events is 962, with no cuts on the reconstructed arrival directions and energies. In this SD reconstruction analysis, the data registered by Apolinario were discarded, because this station was not part of the standard SD grid. The shapes of the two distributions shown in the figure are compatible in the interval 0.8-2 EeV: the slopes of the energy distributions are -2.1 ± 0.3 and -1.9 ± 0.9 for the SD event and radio-coincidences, respectively. Given the small number of coincident events, we cannot give a conclusion with a good confidence level on the radio energy threshold for this prototype.

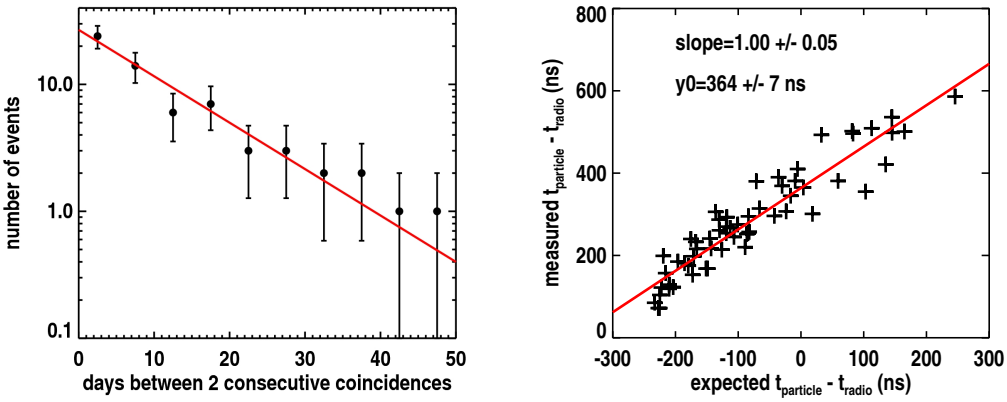


Figure 12. *Left: distribution of the time intervals between two consecutive events detected in coincidence by the SD and RAuger. Right: correlation between the measured time difference between the trigger time of Apolinario and RAuger, as a function of the expected time difference given the shower geometry determined from the SD.*

The right panel of Figure 13 displays the distribution of the shower axis distance from Apolinario for the coincident events. 60 events of the 65 coincident events have an axis distance smaller than 400 m, with 2 events recorded at more than 900 m. Note that these 2 events are remarkable because they are the most inclined events in coincidence, with zenith angles of 75.5° and 78.5°. We compute that the detection efficiency of these inclined events with axis distances above 900 m is 50%, which is a much higher value than for the whole set of coincident events. The relative detection efficiency is discussed in section 4.3. Figure 14 displays the density map of the core positions, reconstructed from the set of 962 SD events. Note that each core position is smoothed with a 2D Gaussian spread function of 50 m width. In addition, we show in this plot the positions of the coincident events, which follow clearly the density map determined from the SD events alone. Again, we conclude that the coincident events have no bias with respect to the normal SD events.

4.3 Relative detection efficiency for coincident events

In this section we discuss the relative detection efficiency of RAuger with respect to the SD. To do so we use an event selection requiring that the detector station with the highest signal be surrounded by operational stations, i.e., T5 events [21].

In the period over which the radio-detection array was deployed, the effective running time fractions for A1, A2, and A3 were 59%, 42%, and 43%, respectively, taking into account the time periods when the event rate is less than 67% of the saturation. Here we note that these fractions are overestimated, because not all break-down periods of these stations have been recorded.

A1, A2 and A3 detected a total of 35, 8 and 4 showers in coincidence with the SD, respectively and could have observed 908, 681 and 714 showers, respectively (estimate based on their on-time). Therefore, the raw relative efficiency with respect to the SD events is 3.9%, 1.2% and 0.5%, respectively. Nevertheless, it is interesting to check the influence of energy and zenith angle on the relative efficiency. Figure 15 shows this efficiency for station A1 with respect to the SD as a

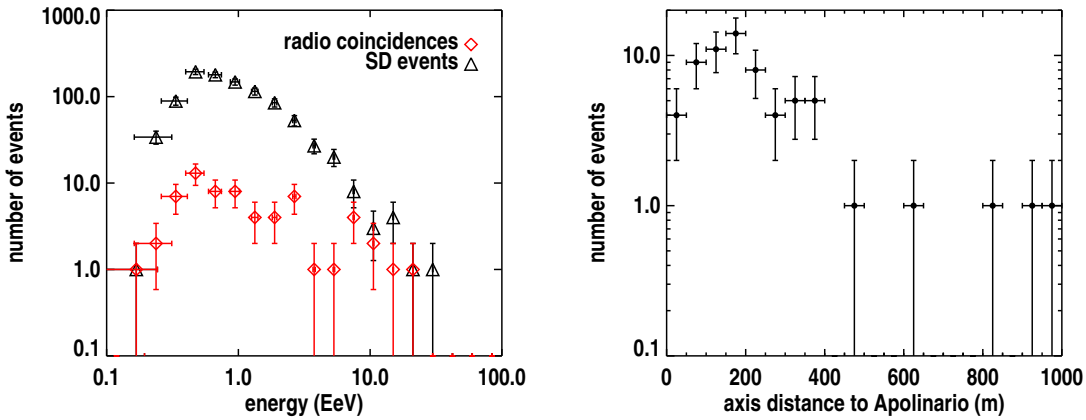


Figure 13. *Left: the energy distribution of the coincident events compared to the complete set of SD events in the same time period, having a shower axis distance to Apolinario smaller than 1 km. Right: the distribution of the distance between the shower axis and Apolinario for the coincident events.*

function of a cut on minimal zenith angle and minimal energy. Considering the relative detection efficiency for station A1 as a function of minimal zenith angle only, shows a clear increase of the efficiency with increasing zenith angle. For instance, the efficiency reaches a maximum of 30.8% for $\theta \geqslant 75^{\circ}$. In the same way, considering the relative detection efficiency as a function of minimal energy only, shows a clear increase of the efficiency with the minimal energy, and its maximal value is 28.6%. The effect is weaker when considering the minimal axis distance only, we find in this case that the detection efficiency is 3.9%. RAuger is therefore relatively more sensitive to inclined and high-energy showers.

4.4 Arrival directions of coincident events

The distribution of the arrival directions of cosmic rays, recorded by a radio-detection setup, can be described fairly well using a simple geomagnetic emission model, as shown by the CODALEMA experiment [7]. In this model, the induced electric-field strength $\mathscr{E}$ has the form $\mathscr{E} \propto \mathbf{n} \times \mathbf{B}$, where $\mathbf{n}$ indicates the direction of the shower axis and $\mathbf{B}$ describes the geomagnetic field; see for instance Refs. [27, 28]. The detection probability is proportional to the induced electric-field strength, which can be exploited to predict an event density distribution, as done in [7]. Such a map has been computed for the Malargüe site, assuming an isotropic arrival distribution of cosmic rays and using the local orientation and strength of the geomagnetic field. This distribution was then multiplied by the EW projection of the $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$ vector, because we were triggering on the EW polarization only. The corresponding density map, smoothed with a 10° Gaussian spread function, is presented in the right panel of Figure 16; in the left panel we display the observed sky-map distribution, using the same spread function. The asymmetry in the arrival directions of detected events is shown in Figure 17 as normalized angular distributions. The angular distributions as a function of θ (left panel) and ϕ (right panel) for the coincident events are shown together with those from the SD-only events, recorded during the same time period and with a distance from the shower axis to

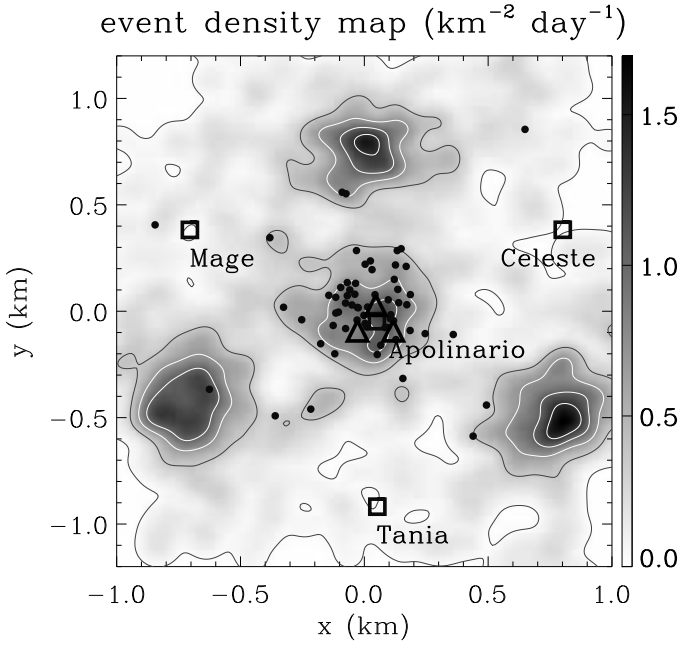


Figure 14. *Density map (events km^{-2} day^{-1}) of the position of the reconstructed shower cores as determined from the SD during the whole period of the radio observations. The enhanced densities correspond to the centers of the elementary SD triangles. The black dots in this plot are the coincident events; locations of the SD stations are marked as the black squares. Radio stations A1, A2 and A3 are the black triangles close to Apolinario.*

Apolinario which was less than 1 km. A large excess appears for the coincident-event distribution for directions coming from the south (82% of the total number of events), while the two angular distributions as a function of the zenith angle θ are similar. We note that the detection of inclined showers by RAuger is relatively more efficient as previously stated in section 4.3.

A further test of the assumed geomagnetic model can be performed by computing an ensemble average of the angular distributions for a large number (10 000 in this case) of realizations of N simulated events following the expected density map (see the right panel of Figure 16), where $N = 65$ is the actual number of recorded coincident events. The observed zenith and azimuthal distributions are shown in Figure 18 together with the angular distributions of the simulated events. Note that the simulated angular distributions were not fitted to the observed angular distributions. The agreement is satisfactory for both distributions and we can reproduce the excess of events coming from the south. This confirms the dominant role of the geomagnetic field in the emission process.

4.5 Correlation between shower energy and electric field

The following considerations use the measurements in the EW polarization only because the sig-

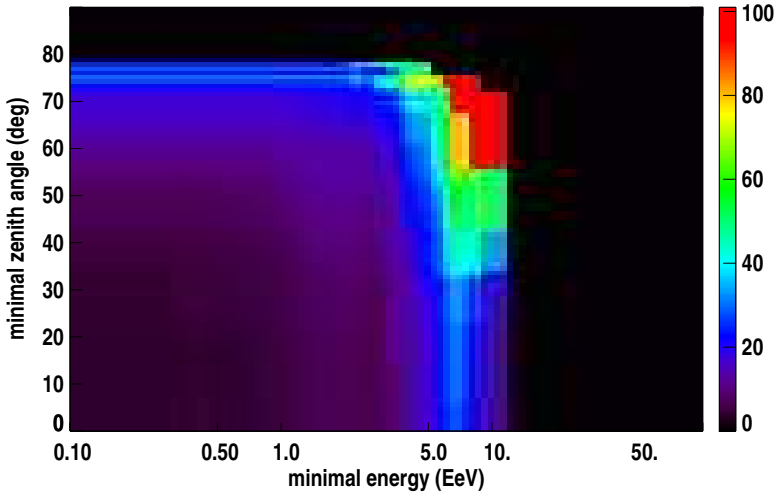


Figure 15. *Relative detection efficiency for station A1 as a function of minimal zenith angle and minimal energy. The color scale is in percent. Note that the maximum zenith angle of the coincident events is* 78.5° *and the maximum energy is 12.3 EeV; this explains the black regions above these values.*

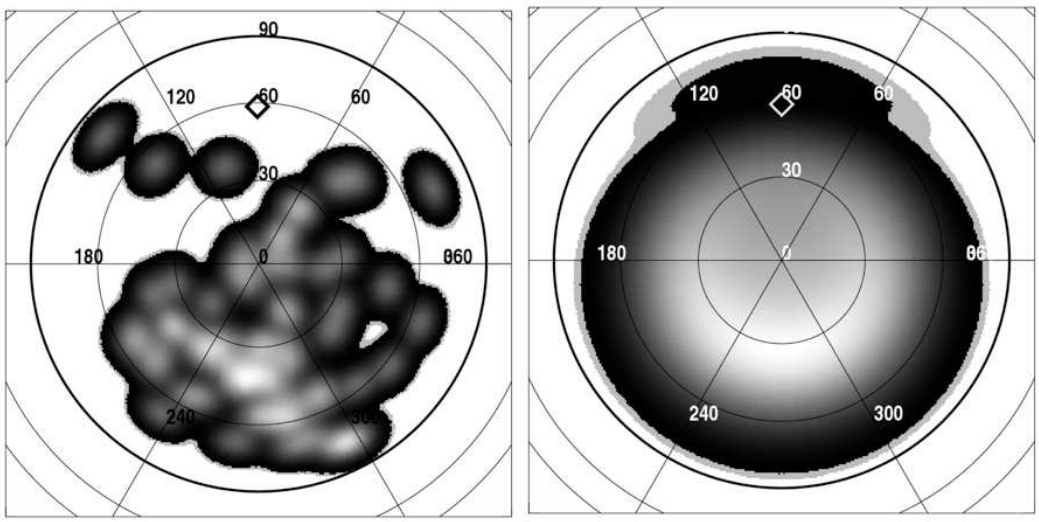


Figure 16. *Left: the sky-map distribution (normalized to the maximum density) in local coordinates of the 65 coincident events. Right: the predicted sky-map distribution based on the geomagnetic model (same color code). Both distributions have been smoothed by a* 10° *Gaussian spread function. The diamond at* $(\theta = 58^\circ, \phi = 90^\circ)$ *indicates the direction of the geomagnetic field in Malargüe.*

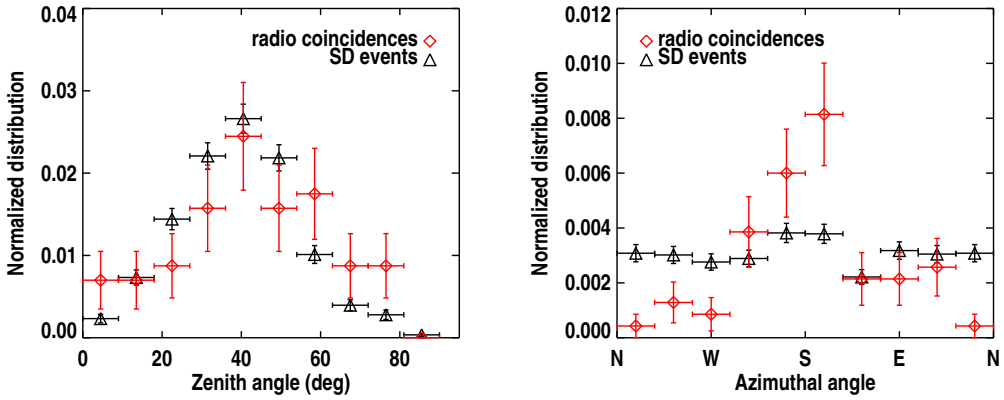


Figure 17. *Comparison of the normalized angular distributions as a function of the zenith angle θ (left) and azimuthal angle ϕ (right) for the coincident events and SD-only events.*

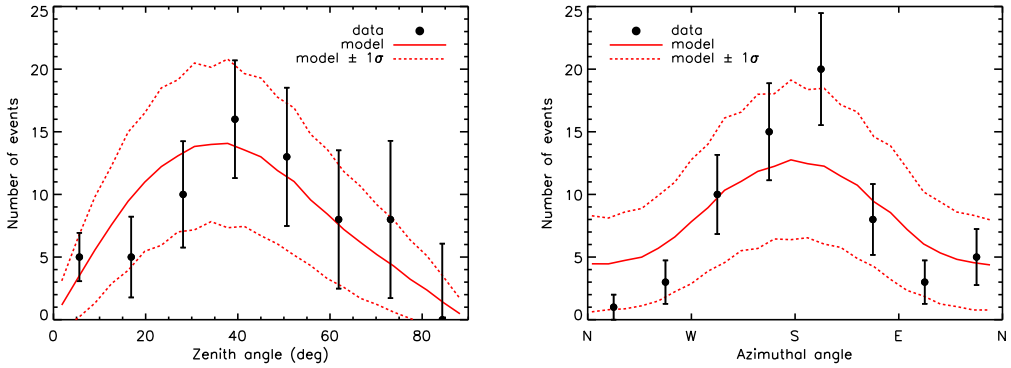


Figure 18. *Comparison of the expected zenith (left) and azimuthal (right) angular distributions with the observed ones. The solid lines correspond to the ensemble-averaged simulated angular distributions obtained after* 10 000 *realizations of 65 events with the associated* ± 1 σ *error bands (dotted lines) following the predicted density map displayed in the right panel of Figure 16. The points with error bars correspond to the measured data.*

nal is stronger than in the NS polarization. Historically [22], an exponential dependence of the amplitude of the electric field with axis distance has been used (written here for the EW polarization): $\mathscr{E}^{\mathrm{EW}}(d) = \mathscr{E}_0^{\mathrm{EW}} e^{-d/d_0}$ where $\mathscr{E}_0^{\mathrm{EW}}$ is the electric field amplitude at the shower axis and d is the distance between an antenna and this axis. Most of our events in coincidence with the SD were detected by only one station (A1). Therefore, the direct estimation of both $\mathscr{E}_0^{\mathrm{EW}}$ and d_0 for each event is not possible. Nevertheless, it is still possible to obtain an estimation of the electric field value $\mathscr{E}_0^{\mathrm{EW}}$, assuming the parameter d_0 to be 150 m as suggested by the CODALEMA [29] and LOPES [30] experiments. We also have to rescale $\mathscr{E}_0^{\mathrm{EW}}$ to a normalized value depending on the incoming arrival direction and the geomagnetic field $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$. Finally, our estimator is given by

$\mathscr{E}_0^{\rm EW} = \mathscr{E}^{\rm EW}(d)\exp(d/d_0)/|(\mathbf{n}\times\mathbf{B})_{\rm EW}|$. The resulting correlation between $\mathscr{E}_0^{\rm EW}$ and the SD estimation of the shower energy $E_{\rm SD}$ is presented in Figure 19. The correlation between the electric

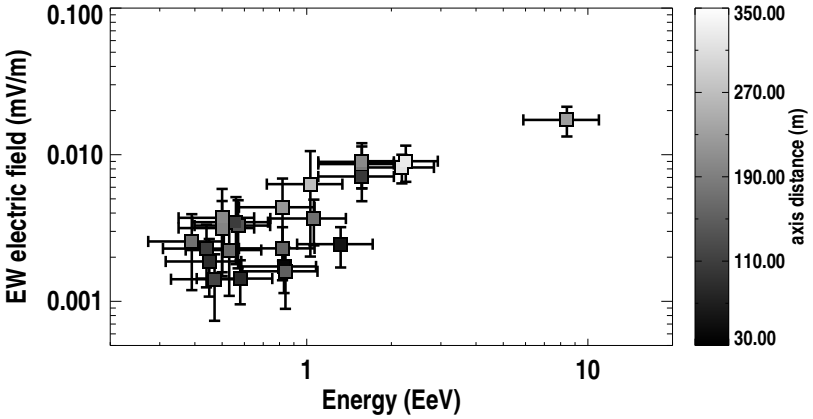


Figure 19. *Correlation between the primary energy of the showers and the electric-field value calculated on the shower axis assuming an exponential decrease of the electric-field strength. Vertical error bars are computed event by event and horizontal error bars (*$\pm$30%*) reflect the uncertainty of the reconstructed primary energy. The grey scale indicates distance to shower axis.*

field detected by A1, A2 or A3 (filtered in the 40-80 MHz band) and the shower energy is visible. The error bars on the electric-field strength are computed by Monte Carlo calculations, propagating for each event the uncertainties on the shower geometry (core position, azimuth and zenith angle) and assuming a 20% systematic error due to the soil conditions uncertainty. A power-law dependence is found but no calibration curve can be extracted from these data given the assumption made on the parameter d_0. Note that the SD events used to obtain this correlation have a zenith angle below 60° and are selected according to the fiducial cuts required in all Auger SD analyses (T5 events, see [21]). The number of resulting events is 19, corresponding to 23 radio traces. The raw Pearson correlation coefficient is 0.88. If we take into account the uncertainties on both the primary energy of the showers and the estimated electric field at the location of the shower axis, the Pearson correlation coefficient is $0.81^{+0.12}_{-0.46}$ at 95% CL.

4.6 A fully reconstructed three-fold coincidence

On November 30, 2009, at 09:45 UTC, a three-fold coincident event of all three antennas with SD was detected. It was an event detected by five SD stations, including the additional station Apolinario. The energy of the event is estimated to be 1.4 ± 0.2 EeV using the standard reconstruction for the SD. Using the core position and associated errors ($\pm$ 23 m and $\pm$ 47 m in the EW and NS directions, respectively), the shower axis of the event is at 164 ± 25 m, 93 ± 18 m and 188 ± 18 m from A1, A2 and A3, respectively. The arrival direction of the shower front of ($\theta = 51.3\pm0.2°$, $\phi = 209.8.2\pm0.1°$) could be determined from the radio-detection setup com-

pared to ($\theta = 51.0 \pm 0.5^\circ$, $\phi = 209.8 \pm 0.4^\circ$) for the SD. The 3D angular difference between the direction estimated by the radio stations and the direction estimated by the SD is $\delta\alpha = 0.4^\circ$, showing that the two directions are perfectly compatible since the SD angular resolution for this type of event is not better than 1° [31]. In Figure 20, the data recorded by the three stations for this event are shown.

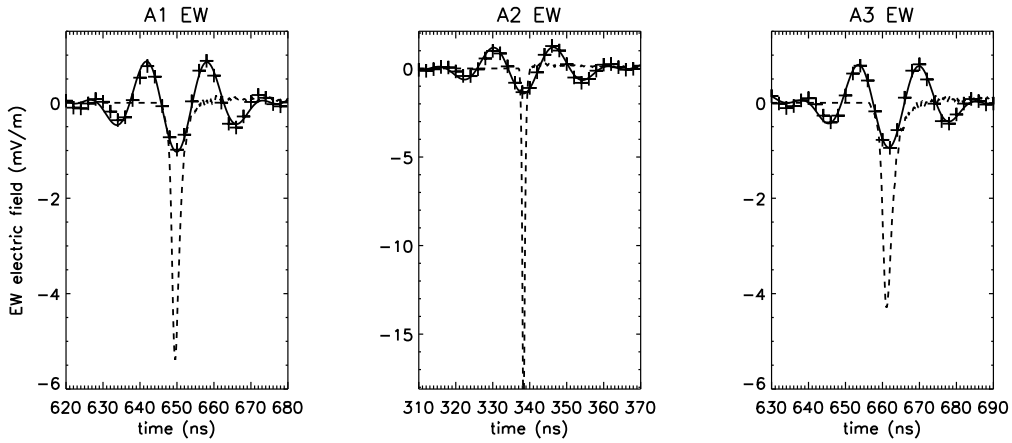


Figure 20. *Electric field in the EW polarization for the three radio stations A1, A2 and A3. The dashed line represents the full-band simulated electric field. The solid line is the simulated electric field filtered in the band 40-80 MHz. The data (appearing as crosses) are filtered in the same frequency band and deconvoluted for antenna response. A zoom has been made on the transient region. The simulated electric field amplitude was scaled to match the data (the same normalization factor is used for the three radio stations). The agreement of the pulse shapes between the data and the simulation in the filtered band is very good.*

The knowledge of the complete antenna transfer function allows one to convert the voltage obtained by the ADC into the strength of the electric field as received by the antenna (see section 2.1). Before deconvolution, the signal was filtered in the band 40-80 MHz, in order to keep clear of large signals from short wave transmitters visible below 35 MHz at this hour of the day. With the observed deconvoluted signal, fitting an exponential decrease of the electric field amplitude $\mathscr{E}^{\rm EW} = \max(\mathscr{E}^{\rm EW}(t)) - \min(\mathscr{E}^{\rm EW}(t))$ with the axis distance d in the EW polarization leads to $\mathscr{E}_0^{\rm EW} = 3.7^{+0.6}_{-1.9}$ mV m^{-1} at 68% CL, and $d_0 = 156^{+175}_{-62}$ m at 68% CL in the 40-80 MHz frequency band. This profile is presented in Figure 21. The errors on both $\mathscr{E}_0^{\rm EW}$ and d_0 were computed by Monte Carlo using varying values of the axis distances according to the SD reconstruction. Concerning the errors on the electric field, we assumed a relative error of 5% due to the noise conditions (uncorrelated error between the three radio stations), and a relative error of 20% due to the uncertainty on the soil properties (fully correlated between the three radio stations because they have detected the same event at the same time and with the same soil).

This event has also been simulated with the code SELFAS [32], using the central values of the event reconstruction parameters (core position, primary energy, arrival direction) and assuming a proton as the primary cosmic ray (with first interaction point $X_1 = 40$ g cm^{-2}). A total number of

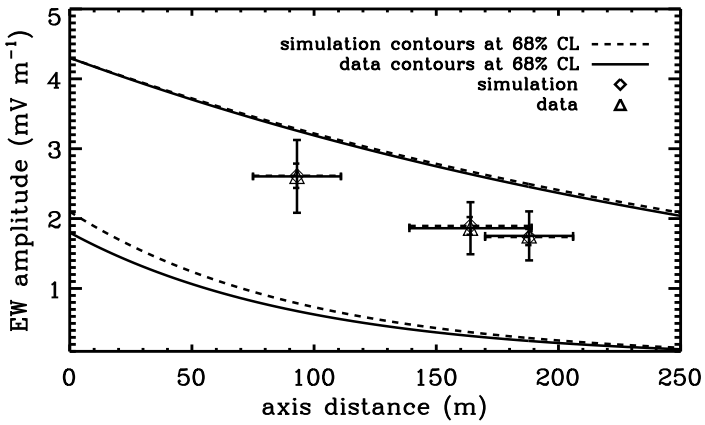


Figure 21. *Lateral distribution (profile) of the electric field as a function of the distance to the shower axis for the 3-fold coincident event. The profile is described by an exponential function* $\mathscr{E}^{\rm EW}(d) = \mathscr{E}_0^{\rm EW} e^{-d/d_0}$. *The data with error bars are represented by the triangles. The simulated values with error bars are represented by the diamonds. The solid and dashed lines (data and simulation, respectively) represent the profiles using the* $\pm 68\%$ d_0 *values extracted from the Monte Carlo simulations. Electric field values were corrected for the instrumental response.*

10^8 particles in the shower were simulated, so that we can neglect the noise on the final electric field, presented in Figure 20. Therefore, a fully correlated error of 20% (soil conditions) on the three radio stations has been assumed for the computation of the errors on the profile parameters $\mathscr{E}_{0,\rm SELFAS}^{\rm EW}$ and $d_0^{\rm SELFAS}$, in addition to the uncertainties on the axis distances. The same filtered band 40-80 MHz has been used on the simulated data. The exponential profile obtained from the simulation is characterized by $\mathscr{E}_{0,\rm SELFAS}^{\rm EW} = 3.2 \pm 1.1$ mV m^{-1} at 68% CL and $d_0^{\rm SELFAS} = 175^{+170}_{-80}$ m at 68% CL, after rescaling of the amplitudes by the same factor on the three radio stations to match the data (see also Figure 20). The large error bars on both $\mathscr{E}_0^{\rm EW}$ and d_0 are mainly due to the relatively small distance between the three radio stations with respect to the axis distances and also on the uncertainties on the axis distances (or equivalently on the shower axis and core position). We see here the limits of having a small array with a weak lever arm.

Finally, Figure 22 shows the deconvoluted power spectral density of the 3 recorded signals in the EW polarization in the noise zone and in the transient zone, both corrected for the system response as in Figure 20. The spectra of the transients are computed up to 100 MHz. The spectra of the simulated signals in the EW polarization are superimposed with the data, and show a good agreement when band-limited to 40-80 MHz.

5. Conclusions

Between July 2007 and May 2010, the RAuger radio setup installed at the center of the Pierre Auger Observatory has detected, in a fully autonomous and independent way, 65 high-energy cos-

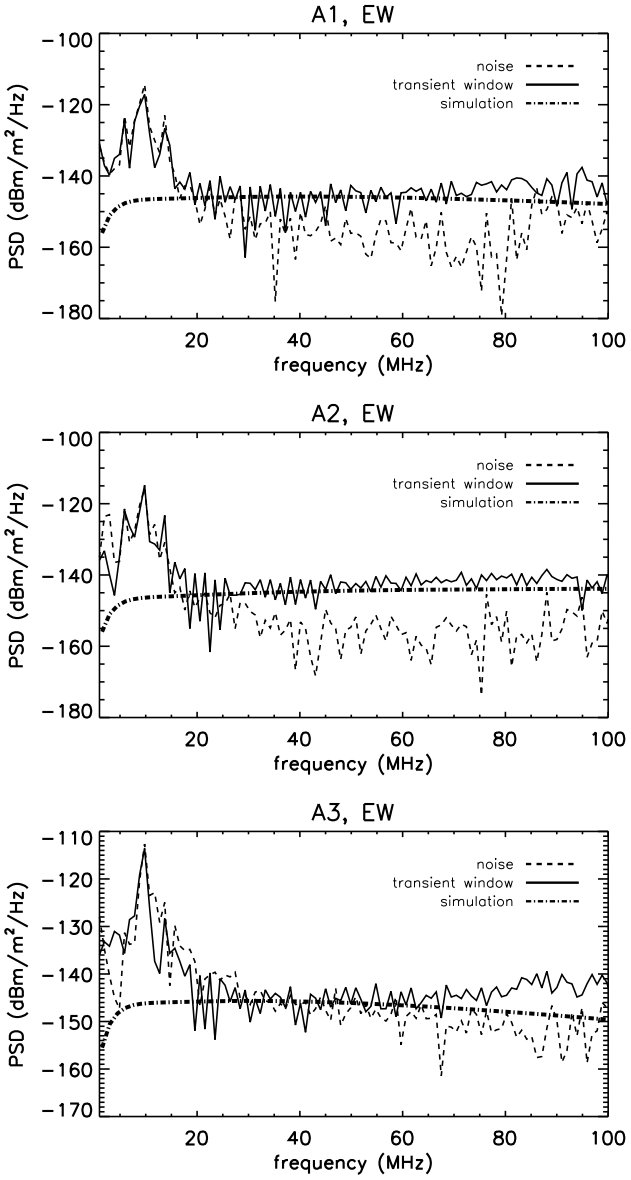


Figure 22. *Deconvoluted power spectral density (PSD) of the three radio stations in the EW polarization (top to bottom: A1, A2, A3). The solid line represents the spectrum of the signal in the transient window (512 points around the pulse) and the dashed line corresponds to 512 points outside of the transient window. The spectrum of the simulated electric field is shown as a dot-dashed line. We clearly see the AM emitters below 35 MHz. No FM signal above 80 MHz is visible at the time of the event.*

mic rays. This first prototype had strong built-in limitations: no dynamic threshold setting and on-site intervention was mandatory to modify the levels; a high deadtime of 2.7 s due to the reading of the trace by the serial link prevented cosmic-ray detection during high event-rate periods; frequent hardware failures occurred on 2 of them (A2 and A3), and consequently only one three-fold coincident event with the SD was recorded. Nevertheless, RAuger gave valuable results with self-triggered cosmic-ray events. The sky map in local coordinates of the 65 events in coincidence with the SD presents a strong excess of events coming from the south, in agreement with a geomagnetic emission model. The study of the relative detection efficiency shows that this prototype is particularly sensitive to inclined showers.

The dependence on the electric field as a function of the distance to the shower axis and its correlation with shower primary energy were studied using a sample of well-reconstructed showers. The positive correlation is confirmed at a level of 99.99%.

One three-fold coincidence was detected and its axis direction is fully compatible with the standard reconstruction used for the SD. A test for the dependence of the lateral profile with axis distance has provided the evidence of an exponential decay as first proposed in [22]. This event has been compared to the electric field obtained by the simulation code SELFAS, and the agreement is very satisfactory. The recorded pulse shape is compatible with the simulation.

Some further systematic studies were performed and will be investigated in more details in the future. The influence of the local electric field value on the event rate of such an autonomous station was studied. The threshold voltage must be high enough at the expense of the lowest energy cosmic-ray detection ability. One of the conclusions of this work is that it will be necessary to use a dynamic threshold for which the efficiency is optimal station by station, especially when the latter cover a large area. In this scope, the next generation of self-triggering stations will use a variable threshold, which will be automatically adjusted as a function of the local background.

Acknowledgments

The successful installation, commissioning, and operation of the Pierre Auger Observatory would not have been possible without the strong commitment and effort from the technical and administrative staff in Malargüe.

We are very grateful to the following agencies and organizations for financial support: Comisión Nacional de Energía Atómica, Fundación Antorchas, Gobierno De La Provincia de Mendoza, Municipalidad de Malargüe, NDM Holdings and Valle Las Leñas, in gratitude for their continuing cooperation over land access, Argentina; the Australian Research Council; Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Rio de Janeiro (FAPERJ), Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Ministério de Ciência e Tecnologia (MCT), Brazil; AVCR AV0Z10100502 and AV0Z10100522, GAAV KJB100100904, MSMT-CR LA08016, LG11044, MEB111003, MSM0021620859, LA08015, TACR TA01010517 and GA UK 119810, Czech Republic; Centre de Calcul IN2P3/CNRS, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Conseil Régional Ile-de-France, Département Physique Nucléaire et Corpusculaire (PNC-IN2P3/CNRS), Département Sciences de l'Univers (SDU-INSU/CNRS), France; Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), Finanzministerium Baden-Württemberg, Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren (HGF), Ministerium für Wissenschaft und Forschung, Nordrhein-Westfalen, Ministerium für Wissenschaft, Forschung und Kunst, Baden-Württemberg, Germany; Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), Ministero dell'Istruzione, dell'Università e della Ricerca (MIUR), Italy; Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), Mexico; Ministerie van Onderwijs, Cultuur en Wetenschap, Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO), Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM), Netherlands; Ministry of Science and Higher Education, Grant Nos. N N202 200239 and N N202 207238, Poland; Portuguese national funds and FEDER funds within COMPETE - Programa Operacional Factores de Competitividade through Fundação para a Ciência e a Tecnologia, Portugal; Romanian Authority for Scientific Research ANCS, CNDI-UEFISCDI partnership projects nr.20/2012 and nr.194/2012, project nr.1/ASPERA2/2012 ERA-NET and PN-II-RU-PD-2011-3-0145-17, Romania; Ministry for Higher Education, Science, and Technology, Slovenian Research Agency, Slovenia; Comunidad de Madrid, FEDER funds, Ministerio de Ciencia e Innovación and Consolider-Ingenio 2010 (CPAN), Xunta de Galicia, Spain; Science and Technology Facilities Council, United Kingdom; Department of Energy, Contract Nos. DE-AC02-07CH11359, DE-FR02-04ER41300, DE-FG02-99ER41107, National Science Foundation, Grant No. 0450696, The Grainger Foundation USA; NAFOSTED, Vietnam; Marie Curie-IRSES/EPLANET, European Particle Physics Latin American Network, European Union 7th Framework Program, Grant No. PIRSES-2009-GA-246806; and UNESCO.

References

[1] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 620 (2010) 227-251

[2] T. Huege, R. Ulrich, R. Engel, *Astropart. Phys.* 30 (2008) 96-104

[3] K.D. de Vries et al., *Astropart. Phys.* 34 (2010) 267-273

[4] S. Buitink et al. (LOPES collaboration) *A&A.* 467 (2007) 385-394

[5] J.L. Kelley et al. (Pierre Auger collaboration), (2011), Proc. of the 32nd ICRC, arXiv:1107.4807

[6] D. Ardouin et al. (CODALEMA collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 555 (2005) 148

[7] D. Ardouin et al. (CODALEMA collaboration), *Astropart. Phys.* 31 (2009) 192-200

[8] H. Falcke et al. (LOPES collaboration), *Nature* 435 (2005) 313-316

[9] T. Huege et al. (LOPES collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 662 S1 (2012) S72-S79, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.081

[10] B. Revenu et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 604 (2009) S37-S40

[11] B. Revenu et al. (Pierre Auger and CODALEMA Collaborations), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 662 S1 (2012) S130-S133, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.087

[12] Hazen, W. E., Hendel, A. Z., Smith, Howard, Shah, N. J., *Phys. Rev. Lett.* 24 9 476–479, 1970, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.476

[13] J.H. Hough and J.D. Prescott, Proc. of the 6th Interamerican Seminar on Cosmic Rays, 19-24 July 1970, La Paz, Bolivia, 527 - 538

[14] C. Castagnoli, P.L. Ghia, F. Gomez, P. Trivero, Proc. of the 22nd ICRC, 2 (1991) 61

[15] C. Castagnoli, P.L. Ghia, F. Gomez, P. Trivero, Proc. of the 23rd ICRC, 4 (1993) 258

[16] K. Green, J.L. Rosner, D. A. Suprun, J.F. Wilkerson, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 498 (2003) 256-288

[17] S. Hoover et al., *Phys. Rev. Lett.* 105 151101 (2010) 15-19

[18] O. Martineau-Huynh, et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 662 S1 (2012) S29-S31, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.143

[19] D. Ardouin et al., *Astropart. Phys.* 34 (2011), 717

[20] I. Allekotte et al. (Pierre Auger collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 586 (2008) 409-420

[21] A. Abraham et al. (Pierre Auger collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 613 (2010) 29-39

[22] H.R. Allan, in: Wilson, J. G. & Wouthuysen S. G. (Eds.), *Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics*, 10, North-Holland, Amsterdam, 1971, pp 169-302

[23] D. Charrier et al. (CODALEMA collaboration) in IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, Hawaii, USA (2007), http://dx.doi.org/10.1109/APS.2007.4396539

[24] A. Voors, `http://home.ict.nl/~arivoors/`

[25] W.G. Fano and V. Trainotti, *Ann. Rep. Conf. Elect. Insul. Diele. Phenom. IEEE* (2001) 75-78

[26] J. Abraham et al. (Pierre Auger collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 523 (2004) 50-95

[27] F.D. Kahn and I. Lerche, *Proc. Roy. Astr. Soc.* A289 (1966) 206

[28] O. Scholten et al., *Astropart. Phys.* 29 (2008) 94-103

[29] P. Lautridou et al. (CODALEMA collaboration), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 604 (2009) S13-S19, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.03.164

[30] W. D. Apel et al. (LOPES collaboration), *Astropart. Phys.* 32 (2010) 294-303, http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.09.007

[31] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration), *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 190 (2009) 20-25

[32] V. Marin and B. Revenu, *Astropart. Phys.* 35 (2012) 733-741, http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.03.007

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre j'ai décrit l'ensemble de mes activités sur la détection radio des gerbes atmosphériques et sur l'analyse des données des expériences RAugerI-II, CODALEMAII et AERA. RAugerI est terminée depuis mai 2010 et RAugerII continue de prendre des données au quotidien mais nous rencontrons des problèmes matériels de plus en plus fréquemment (le disque dur du RDAS fonctionne mal). Ces deux expériences prototypes ont apporté plus que nous ne pouvions l'espérer au début, à l'été 2006. La première détection autonome et indépendante a été obtenue par RAugerI le 07/07/07. L'influence des facteurs météo et du champ électrique atmosphérique a été étudiée. Nous avons également pu mettre en évidence le rôle prédominant du mécanisme géomagnétique, que ce soit en France à Nançay ou en Argentine. La corrélation entre le champ électrique des gerbes et l'énergie du rayon cosmique primaire a été établie pour la première fois sur deux ordres de grandeur en énergie, dans la gamme $10^{17} - 10^{19}$ eV. Le successeur amélioré de RAugerI, RAugerII, était équipé de l'antenne Butterfly dont les performances supérieures à celles de l'antenne dipolaire ont permis de détecter des gerbes bien sûr mais également les transits d'avion qui se sont révélés être de véritables mines d'or pour étudier les performances de nos stations. Parmi les gerbes détectées par RAugerII, notons en particulier le premier événement superhybride (particules au sol, fluorescence dans l'air et radio) au monde le 13/01/2011 à 05 : 27 : 36 UTC. Le gain en sensibilité entre RAugerI et RAugerII se voit d'emblée dans le taux de détection de gerbes en coïncidence avec le SD. Avec RAugerI, on détecte les gerbes à un rythme de 1 tous les 12 jours en moyenne. Avec RaugerII, c'était une gerbe tous les 4.2 jours en moyenne et avec AERA, on arrive à une tous les 2 jours, ce qui est proche du taux de gerbes touchant le réseau AERA d'après le flux de rayons cosmiques mesuré par Auger (au-delà de ~ 1 EeV). Au niveau expérimental, on s'approche d'une situation de détection routinière des gerbes en radio, ce qui va permettre de nouvelles avancées décisives [3] dans un futur très proche.

Après avoir démontré la contribution dominante du champ électrique dû au mécanisme géomagnétique ($\mathbf{E} \propto \mathbf{n} \times \mathbf{B}$), les données ont permis de détecter une contribution secondaire dont la polarisation correspond à celle que l'on attend du mécanisme d'excès de charge (effet Askaryan dans l'air). Le décalage de cœur observé dans CODALEMAII est interprété comme la signature du mécanisme d'excès de charge par le code de simulation SELFAS. La chapitre suivant détaille mes activités liées à la simulation du champ électrique généré par les électrons et positrons des gerbes atmosphériques.

3. Permettant de voir à quel point la radio est une observable contraignante.

Simulation du champ électrique 5

Sommaire

5.1 Un modèle analytique simplifié 196
5.2 Comparaison des codes de simulation 198
5.3 Principe du code SELFAS 199
5.4 Exploitation du code 217
5.4.1 Sensibilité à la nature du primaire 217
5.4.2 Simulation de l'événement super-hybride 218
5.4.3 Mort subite de la gerbe atmosphérique 223
Conclusion 238

Dans ce chapitre, je présente les travaux liés à la simulation du champ électrique généré par la gerbe atmosphérique. Je présente un bref historique des simulations depuis 2003 ainsi qu'une illustration de la démarche avec un calcul analytique simplifié (section 5.1) qui permet néanmoins de reproduire certaines observations faites expérimentalement. Très récemment (février 2012), s'est tenu le premier workshop dédié à la simulation de champ électrique dans les gerbes atmosphériques. Je présente quelques résultats de ce workshop dans la section 5.2. Enfin, le point le plus important de ce chapitre est la présentation du code SELFAS (section 5.3) pour lequel je joins l'article publié dans Astroparticle Physics. Les sections suivantes présentent les travaux en cours, et à mon avis très prometteurs, sur les contraintes que l'on peut obtenir sur le rayon cosmique primaire en utilisant SELFAS.

Quelques mois après le début de sa thèse, Vincent a souhaité développer un code de simulation de champ électrique émis par une gerbe atmosphérique. L'idée de base repose sur le principe d'universalité des gerbes [153]. Dans cet article, les auteurs fournissent des paramétrisations multi-dimensionnelles de la distribution en énergie, la distribution latérale, la distribution temporelle dans le front de gerbe et la distribution angulaire de l'impulsion des électrons et positrons de la gerbe. Ces distributions dépendent principalement de la profondeur au maximum de développement de la gerbe X_{max} et du nombre de particules présentes à cet instant du développement. SELFAS utilise ces distributions pour simuler les électrons et positrons de la gerbe, plutôt que d'utiliser en amont un logiciel de simulation exhaustif comme CORSIKA [154] par exemple, qui est très gourmand en temps de calcul. SELFAS a notamment permis d'interpréter le décalage de cœur observé dans les données de CODALEMAII (voir section 4.4.2 page 131). Je présente également une nouvelle observable que nous prédisons, basée sur des simulations.

De nombreuses pistes ont été suivies pour simuler le champ électrique émis par une gerbe atmosphérique. Les premières tentatives modélisaient l'émission de la gerbe par un rayonnement synchrotron des e^+ et e^- dans le champ géomagnétique **B**. La cohérence était alors imposée en superposant les champs électriques des paires $e^+ - e^-$ à leur création.

Les premières simulations géosynchrotron, à partir de 2003

Le premier calcul a été fait dans le domaine fréquentiel par Falcke et Gorham [155] puis par Huege et Falcke [156] et Suprun et al. [157]. Par la suite, l'utilisation des simulations Monte-Carlo des gerbes atmosphériques, adjointe au mécanisme synchrotron, fournissent le champ électrique dans le domaine temporel. Cette approche a donné la première version de REAS, REAS1 [158], qui se base sur des gerbes simulées avec CORSIKA. La même démarche (simulateur Monte-Carlo et géosynchrotron temporel) a été suivie par le code ReAIRES [159], avec le code de simulation de gerbe AIRES [160]. La version suivante de REAS, REAS2 [161] n'apporte pas de changement profond dans le calcul du champ, il s'agit toujours du mécanisme géosynchrotron, c'est dans la description de la gerbe que réside la différence. REAS1-2, ReAIRES sont deux codes de simulation microscopique (on simule les particules individuellement, on calcule le champ qu'elles émettent et on somme le tout au niveau de l'observateur). Le signal prédit est monopolaire.

Les modèles macroscopiques, 2008

En 2008, le code MGMR [162] fait son apparition. C'est un code de simulation macroscopique, dans lequel on considère la superposition des électrons de la gerbe pour en déduire la charge macroscopique et la densité de courant dans la gerbe. Les équations de Maxwell sont ensuite résolues à partir de ces grandeurs macroscopiques pour en déduire le champ électrique reçu par un observateur quelconque. MGMR utilise une description simplifiée de la gerbe dans laquelle le front de particules est considéré comme ponctuel. Son successeur est le code EVA [163]. MGMR et EVA prédisent un signal bipolaire.

Le terme dû à la variation de charge, depuis 2011

Depuis 2011, REAS3 [164] calcule la contribution au champ électrique due à la variation du nombre de particules chargées dans la gerbe. Dès lors, REAS3 prédit un signal bipolaire. La version suivante de REAS3, CoREAS, implémente le calcul de champ électrique directement dans CORSIKA. La même année, est publié l'article sur l'approche de ZHAireS [165] (basé sur le simulateur de gerbe AIRES), qui prédit également un signal bipolaire. ZHAires utilise le formalisme ZHS de Zas, Halzen et Stanev [166], qui part des potentiels de Liénard-Wiechert et ne présuppose aucun mécanisme d'émission particulier. Ces codes sont très gourmands en CPU (il faut simuler une gerbe complète avec CORSIKA ou AIRES et en plus calculer le champ électrique). Le code SELFAS abordé en détails dans ce chapitre (un peu plus loin dans ce document) est un code microscopique qui s'affranchit en grande partie de la lourde étape de simulation pas-à-pas de la gerbe en utilisant les paramétrisations des distributions de particules dans la gerbe (voir l'article inclus dans la section 5.3 page 199). SELFAS prédit un signal bipolaire. La première version de SELFAS, qui ne prend pas en compte la durée de vie finie des particules sources du champ **E** prédisait un signal monopolaire (même "oubli" entre REAS2 et REAS3). La prise en compte de la durée de vie finie n'est pas faite de la même façon entre SELFAS et REAS3. Dans REAS3, le champ électrique supplémentaire est calculé

au moment où la particule apparaît et au moment où elle disparaît en intégrant le terme radiatif de l'équation donnant le champ électrique émis par une particule relativiste en mouvement accéléré, pendant un temps correspondant à l'apparition et à la disparition de la particule. Dans SELFAS, la durée de vie est mise comme ingrédient de base pour décrire une particule et cette quantité est prise en compte dès le début, au niveau des équations fondamentales de Maxwell.

Des approches simplifiées différentes

Pour finir cette introduction, d'autres approches ont été étudiées : Gousset et al. [167, 134] calculent le champ électrique attendu ainsi que son spectre en fréquence dans le cas de grand paramètre d'impact, cas limite permettant de simplifier les expressions (approximation ponctuelle). Un signal bipolaire est prédit. Dans le papier de Meyer-Vernet et al. [168], la radiation coulombienne amplifiée par l'indice de l'air et la contribution Cherenkov sont étudiées. Le calcul est fait pour une charge unique puis pour une distribution de charges en superposant les contributions élémentaires. Les amplitudes de champ coulombien prédites sont du même ordre de grandeur que celles prédites par REAS. Le profil du champ électrique et son spectre en puissance sont également similaires à ce que prédisent les autres codes ; la principale différence est sur l'empreinte de polarisation au sol. Un signal monopolaire est attendu dans ce modèle. Enfin, j'ai également contribué à l'étude d'un modèle analytique simplifié : ATM (Analytical Toy Model) [169]. Ce modèle donne des résultats proches de ceux de ReAIRES mais le champ électrique qui en résulte est d'amplitude plus forte que ce que calcule REAS2. ATM prédit des signaux monopolaires, comme tout code qui ne prenait pas en compte le champ électrique dû à la durée de vie finie des particules (et donc de la variation de la charge de la gerbe). La section suivante présente ce modèle analytique simplifié.

5.1 Un modèle analytique simplifié

Dans [169], nous proposons un modèle analytique simplifié permettant de calculer analytiquement le champ électrique en fonction du temps pour un observateur donné, en considérant la contribution de l'excès de charge ainsi que celle du champ géomagnétique $\mathbf{B}$. On ne traite que le cas d'un indice de l'air égal à 1 (pas de Cherenkov). L'objectif était de pouvoir reproduire les propriétés de polarisation dont nous avons parlé dans les sections 4.4.1 et 4.4.2 à partir de la page 128.

Le point de départ est l'équation de base (voir le livre de J. D. Jackson [170]) donnant le champ électrique produit par une charge e en mouvement relativiste :

$$\mathbf{E}_{\mathrm{EM}} = \mathbf{E}_{\mathrm{C}} + \mathbf{E}_{\mathrm{R}} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0}\left[\frac{(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})}{\gamma^2 R^2(1-\boldsymbol{\beta}.\mathbf{n})^3}\right]_{\mathrm{ret}} + \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c}\left[\frac{\mathbf{n}\times\left((\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}\right)}{R(1-\boldsymbol{\beta}.\mathbf{n})^3}\right]_{\mathrm{ret}}$$

$\boldsymbol{\beta}$ étant le vecteur vitesse de la particule en unité de c, γ le facteur de Lorentz et R la distance entre la position de la particule considérée et l'observateur. Le vecteur $\mathbf{n}$ est de norme 1 et est orienté de la charge vers l'observateur. Le premier terme de l'équation est un pur terme coulombien (amplifié par le dénominateur) décroissant en R^{-2} et le second est un terme radiatif décroissant en R^{-1}. Les quantités prises entre crochets doivent être évaluées au temps retardé de l'émission t_e, pour un temps de réception au niveau de l'observateur de $t_r = t_e + R(t_e)/c$. Dans l'article, nous considérons la force de Lorentz, $\dot{\boldsymbol{\beta}} = -e\boldsymbol{\beta}\times\mathbf{B}/(\gamma m)$ où $\mathbf{B}$ est le champ géomagnétique et nous calculons analytiquement les deux termes $\mathbf{E}_{\mathrm{C}}$ et $\mathbf{E}_{\mathrm{R}}$ puis calculons le champ total créé par des particules ayant un

γ médian de $\gamma = 60$ correspondant à une énergie moyenne des e^+, e^- de 30 MeV. Ce champ total est donné par :

$$\mathbf{E}(t_r) = N(X_e)\,(\eta\,\mathbf{E}_{\mathrm{C}}(t_r) + \mathbf{E}_{\mathrm{R}}(t_r))\,,$$

où $N(X_e)$ est donné par le profil longitudinal de la gerbe (nombre de e^+, e^- à une profondeur X_e) et η représente la fraction d'excès de charge $\eta = (N_{e^-} - N_{e^+})/(N_{e^-} + N_{e^+})$. Le calcul est mené pour une description réaliste de gerbe et pour les trois polarisations (EW, NS et verticale), nous obtenons les valeurs du champ électrique ainsi que sa polarisation globale. Les résultats sont en bon accord avec les données de CODALEMA. La Fig. 5.1 montre, en coordonnées polaires, les amplitudes maximales vues par une antenne située à 20 m à l'est du point origine, les amplitudes étant celles du champ électrique émis par 100 gerbes provenant de l'ensemble des directions θ, ϕ. L'avantage de

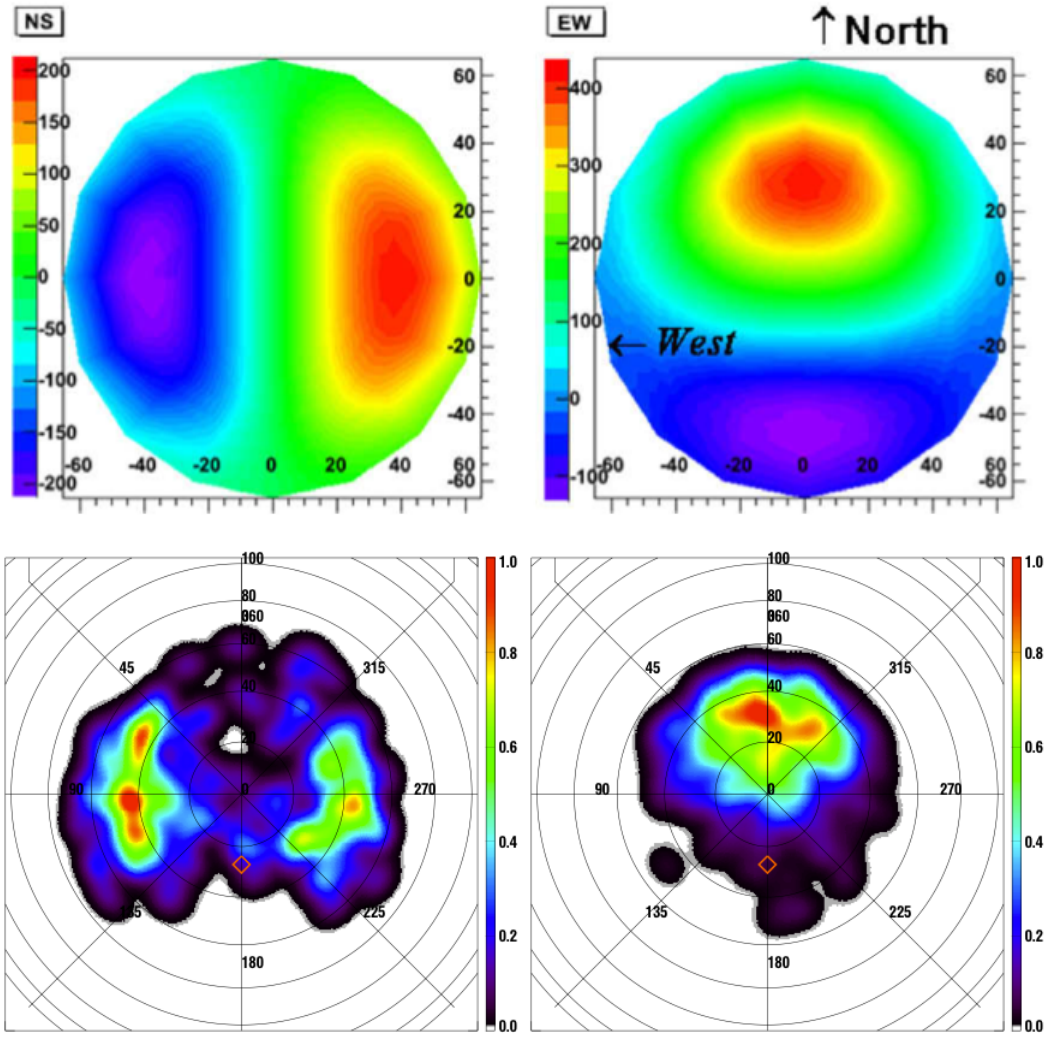


Figure 5.1 – *Cartes du ciel en coordonnées polaires, le centre étant la direction d'arrivée d'une gerbe verticale. Les deux figures du haut sont les cartes du ciel prédites et celles du bas, les cartes du ciel observées par CODALEMAII, représentant le nombre d'événements détectés en polarisation NS (figures de gauche) et EW (figures de droite). On retrouve bien deux lobes à l'ouest et à l'est en polarisation NS et une asymétrie importante dans les directions nord et sud en polarisation EW. L'acceptance zénithale n'est pas prise en compte pour les cartes simulées.*

ce modèle analytique est que le champ s'obtient en une fraction de seconde. Il manque

cependant dans le calcul la contribution du champ électrique généré par la variation de charge (c'est pour cela que ce modèle prédit un signal monopolaire). Il serait éventuellement intéressant de le complèter dans le futur.

5.2 Comparaison des codes de simulation

Les progrès effectués ces dernières années ainsi que les développements rapides des expériences comme AERA par exemple, ont incité les auteurs de codes de simulations à se rencontrer pour comparer les codes disponibles. Le premier workshop "Radio Simulations for Neutrino and Cosmic Ray Detectors" s'est tenu en février 2012 à l'Ohio State University. Étaient notamment présents les auteurs de REAS3/CoREAS, ZHAireS, MGMR/EVA et SELFAS. Les Figs. 5.2 et 5.3, faites par T. Huege à l'issue de ce workshop et remises à jour pour la conférence ARENA de juin 2012 [171] montre le bon accord entre ces différents modèles. Les codes MGRM/EVA ont tendance à prédire un champ plus fort proche de l'axe de la gerbe. Le juge de paix sera la confrontation aux données, c'est la prochaine étape à franchir pour améliorer davantage les codes de simulation.

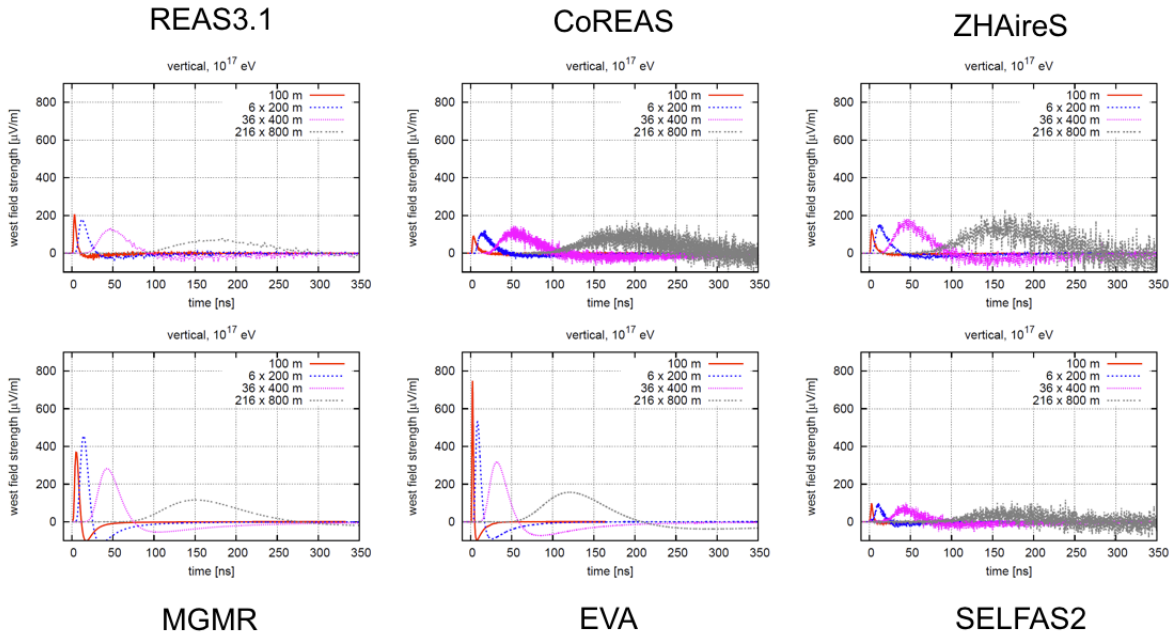


Figure 5.2 – *Champ électrique en fonction du temps obtenu par les simulations REAS3, CoREAS, ZHAireS, MGMR, EVA et SELFAS. C'est le cas d'une gerbe verticale d'énergie* 10^{17} *eV, pour des observateurs situés à différentes distances à l'ouest du cœur, en polarisation EW.*

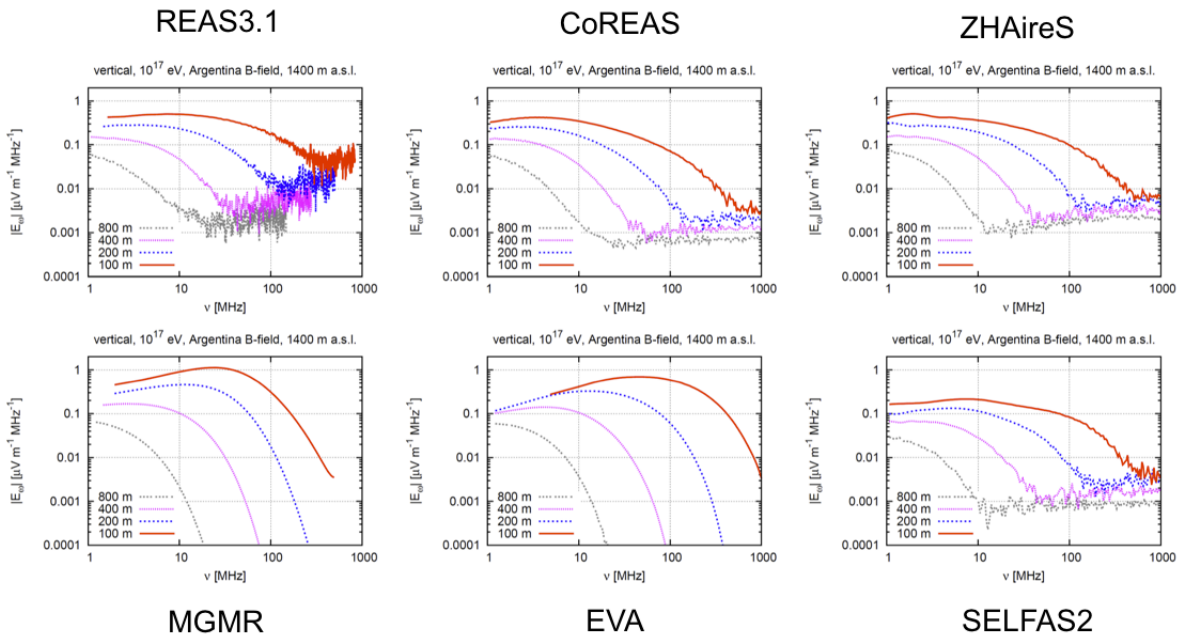


FIGURE 5.3 – *Comparaison des spectres de puissance correspondant à la gerbe simulée dans la* FIG. *5.2.*

5.3 Principe du code SELFAS

Dans cette section, j'inclus l'article [147]. Il décrit la démarche adoptée pour calculer le champ électrique émis par la gerbe. Je précise que depuis juin 2012, SELFAS contient le calcul du champ en prenant en compte un indice optique réaliste de l'air (nous prenions $n = 1$ jusque-là). La conséquence principale est une amplitude de champ électrique plus grande pour des observateurs proches de l'axe (à moins de ~ 150 m).

Simulation of radio emission from cosmic ray air shower with SELFAS2

Vincent Marin, Benoît Revenu

SUBATECH, CNRS-IN2P3 4 rue Alfred Kastler BP 20722 44307 NANTES CEDEX 03 France

arXiv:1203.5248v1 [astro-ph.HE] 23 Mar 2012

Abstract

We present a microscopic computation of the radio emission from air showers initiated by ultra-high energy cosmic rays in the atmosphere. The strategy adopted is to compute each secondary particle contribution of the electromagnetic component and to construct the total signal at any location. SELFAS2 is a code which doesn't rely on air shower generators like AIRES or CORSIKA and it is based on the concept of air shower universality which makes it completely autonomous. Each positron and electron of the air shower is generated randomly following relevant distributions and tracking them along their travel in the atmosphere. We confirm in this paper earlier results that the radio emission is mainly due to the time derivative of the transverse current and the time derivative of the charge excess. The time derivative of the transverse current created by systematic deviations of charges in the geomagnetic field is usually dominant compared to the charge excess contribution except for the case of an air shower parallel to the geomagnetic field.

Keywords: cosmic rays, air shower, radio emission, radiation of moving charges.

1. Introduction

In 1965, Jelley *et al.* [1] and Allan in 1971 [2] established that extensive air showers (EAS) induced by ultra high energy cosmic ray emit a brief radio emission in the range of few hundreds of MHz during its development in the atmosphere. In the last years, progress made in electronics have permitted the realization of extremely fast radio-detectors used in the CODALEMA [3], LOPES [4] and AERA [5] experiments. It is clear since [2, 6, 7] and recently [8, 3] that the Lorentz force induced by the geomagnetic field acting on positrons and electrons of the shower is the dominant source of the EAS radio emission. The consequences of this effect are visible through a strong asymmetry in the counting rate as a function of arrival directions (see for instance [3, 4, 9]). Recent experimental analysis shows that the lateral profile of the electric field deposited by an EAS on the ground permits to give a good estimation of the primary energy [10, 11].

In parallel to these experimental results, there are also various theoretical approaches, from simple fast semi-analytical models (see Scholten *et al.* [12], Chauvin et al. [13]) to more detailed models (see Huege *et al* [14]). Initially based on the synchrotron radiation proposed by Falcke and Gorham [15], the electric field in REAS is now computed using the end point formalism [16] applied on each secondary electrons and positrons of the air shower. The total electric field at a given observation point is obtained summing all electric field contributions coming from the shower. The geometry of the shower (pancake thickness, lateral extension) is then taken into account. This characteristic appears to be important if we want to compute the electric field close to the shower axis. In MGMR

[17, 12] (Scholten *et al.*), the total electric field is sourced by the global macroscopic transverse current due to the systematic deviation of electrons and positrons in the geomagnetic field. Maxwell equations are applied to this global current concentrated along the air shower axis, taking into consideration the thickness of the air shower pancake. Due to the secondary electrons excess during the air shower development (mainly due to positrons annihilation and knock-out electrons during the air shower development in the atmosphere), the residual negative charge variation induces a second contribution to the total EAS radio emission [18, 19, 14, 20]. This second contribution (charge excess contribution) is not EAS arrival direction dependent while it is the case for the contribution due to systematic deviation of particles in the geomagnetic field (geomagnetic contribution). This characteristics implies that the fraction of charge excess contribution to the total EAS radio signal also depends on the arrival direction. In most cases, the geomagnetic contribution is dominant, but for arrival directions close to the magnetic field orientation, the Lorentz force due to the geomagnetic field vanishes and the charge excess contribution can become dominant in the total EAS radio signal.

Our approach is based on a microscopic description of the shower using the concept of "age" and "shower universality" first proposed in [21] to study the longitudinal development of purely electromagnetic showers. The use of the relevant distributions for EAS secondary electrons and positrons extracted from [22, 23, 24] (longitudinal profile, particle energy, vertical and horizontal momentum angle, lateral distance, and time distribution of the shower front), permits to avoid the heavy use of EAS generators to generate air showers in SELFAS2 and makes the simulation completely autonomous. Thanks to these distributions implemented in SELFAS2, no large simplifications are made on the characteristics of the electromagnetic shower component. The particles generated in SELFAS2 by Monte Carlo simulation, are tracked along their trajectory to compute their individual electric field contribution to the total electric field emitted by the air shower. With this approach, the characteristics of the evolutive spatial density of charge (emissive area) in the shower and the systematic drift of electrons and positrons due to the geomagnetic field are then naturally taken into account in SELFAS2.

In section 2, we develop the formalism adopted in SELFAS2 to compute the electric field emitted by a single charge with a finite life time which undergoes an acceleration due to the presence of a magnetic field. We will describe the strategy adopted to sum correctly the contributions given by each particle during its existence in the air shower. In section 3 we describe how the electromagnetic component EAS is generated to give to each particle initial conditions for their travel in the atmosphere. Section 4 is devoted to a discussion from a first example of a vertical 10^{17} eV air shower.

2. Theory: Maxwell equations for moving charges

2.1. Flash back on modelings

Historically, many modelings of EAS radio emission were based on the well known equation of the electric field emitted by a relativistic moving charge which undergoes an acceleration. This equation is obtained solving the Maxwell equation for a retarded time using retarded potential (see for example [25]). The resulting electric field of a charge moving with a velocity $\boldsymbol{\beta}$ in the lab frame is given by:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\left[\frac{\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta}}{\gamma^2\left(1-\boldsymbol{\beta}.\boldsymbol{n}\right)^3 R^2}\right]_{ret} + \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c}\left[\frac{\boldsymbol{n}\times\left\{(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}\right\}}{\left(1-\boldsymbol{\beta}.\boldsymbol{n}\right)^3 R}\right]_{ret} \quad (1)$$

which is obtained at the observation point $\boldsymbol{x}$ at the time $t = t_{ret} + R(t_{ret})/c$ with $\boldsymbol{n} = (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{r}(t_{ret}))/R(t_{ret})$ and $R = |\boldsymbol{x} - \boldsymbol{r}(t_{ret})|$. Two terms appear in this equation which correspond to a coulombian contribution for the first one and to a radiative contribution for the second one due to the acceleration $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ of the source.

In many approaches ([26, 27, 28, 13, 29]), the total electric field generated by the EAS is obtained after summation of the individual electric field performed using Eq.1 or simply replacing q in Eq.1 by the global varying charge $Q(t)$ of the EAS. But, as it was recently discussed in [20] this way to describe the present problem is not correct because Eq.1 is obtained for a charge q which is not time dependent. To overcome this problem, a solution has been proposed in [14, 16]. The solution proposed in this paper and adopted in SELFAS2 is different.

2.2. Electric field of a point like source with a finite life time

Starting from Maxwell equations and using the wave equation for the scalar potential Φ and the vector potential $\boldsymbol{A}$ (see for instance [25]) we have:

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial^2 t} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{2}$$

$$\nabla^2\boldsymbol{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial^2 t} = -\mu_0\boldsymbol{J} \tag{3}$$

where ρ is the charge and $\boldsymbol{J}$ the current densities. Using the expression of the electric field:

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{\nabla}\Phi - \frac{\partial\boldsymbol{A}}{\partial t} \tag{4}$$

we can express the electric field $\boldsymbol{E}$ as a function of the charge ρ and the current densities $\boldsymbol{J}$:

$$\nabla^2\boldsymbol{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{E}}{\partial^2 t} = -\frac{1}{\epsilon_0}\left(-\boldsymbol{\nabla}\rho - \frac{1}{c^2}\frac{\partial\boldsymbol{J}}{\partial t}\right) \tag{5}$$

This differential equation can be solved using a retarded solution (Green function). It gives:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int d^3x'dt'\frac{1}{R}\left[-\boldsymbol{\nabla}'\rho - \frac{1}{c^2}\frac{\partial\boldsymbol{J}}{\partial t'}\right]_{\text{ret}}\delta\left\{t' - \left(t - \frac{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}{c}\right)\right\} \tag{6}$$

where we can define $\boldsymbol{R} = \boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'$ and $R = |\boldsymbol{R}|$ with $\boldsymbol{x}'$ the source position at the retarded time t' and $\boldsymbol{x}$ the obervation point. Here, $\boldsymbol{\nabla}'$ and $\frac{\partial}{\partial t'}$ must be considered at retarded time. This remark is important, because it is also the case for the expression of the field in Eq.4 which should be considered at the retarded time; the variable t in Eq.4 is the time at the instant of emission. A particular treatment must be done in order to get $\boldsymbol{\nabla}$ and $\frac{\partial}{\partial t}$ out from the retarded brackets in order to obtain a final expression of $\boldsymbol{E}$ as a function of t and not t'. Due to the dependance of t' on $\boldsymbol{x'}$ given by the relation between t' and t:

$$t = t' + \frac{R}{c} = t' + \frac{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}{c} \tag{7}$$

the expression $[\boldsymbol{\nabla}'\rho]_{\text{ret}}$ can be transformed in (see [25]):

$$[\boldsymbol{\nabla}'\rho]_{\text{ret}} = \boldsymbol{\nabla}'[\rho]_{\text{ret}} - \frac{\boldsymbol{n}}{c}\left[\frac{\partial\rho}{\partial t'}\right]_{\text{ret}} \tag{8}$$

where $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{R}/R$ is the unit vector between the observation position and the source, oriented toward the observation position. Then Eq.6 becomes:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int d^3x'dt'\Bigg\{-\frac{1}{R}\boldsymbol{\nabla}'\left[\rho(\boldsymbol{x}',t')\right]_{\text{ret}} + \frac{\boldsymbol{n}}{cR}\left[\frac{\partial\rho(\boldsymbol{x}',t')}{\partial t'}\right]_{\text{ret}} - \frac{1}{c^2R}\left[\frac{\partial\boldsymbol{J}(\boldsymbol{x}',t')}{\partial t'}\right]_{\text{ret}}\Bigg\}\delta\left\{t' - \left(t - \frac{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}{c}\right)\right\} \tag{9}$$

Using the fact that the charge distribution is spatially localized on a point, the first term in this expression can be rewritten:

$$\int d^3x'\frac{1}{R}\boldsymbol{\nabla}'\left[\rho(\boldsymbol{x}',t')\right]_{\text{ret}} = -\int d^3x'\frac{\boldsymbol{n}}{R^2}\left[\rho(\boldsymbol{x}',t')\right]_{\text{ret}} \tag{10}$$

We can finally express the electric field as:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int d^3x'dt'\Bigg\{\frac{\boldsymbol{n}}{R^2}\left[\rho(\boldsymbol{x}',t')\right]_{\text{ret}} + \frac{\boldsymbol{n}}{cR}\left[\frac{\partial\rho(\boldsymbol{x}',t')}{\partial t'}\right]_{\text{ret}} - \frac{1}{c^2R}\left[\frac{\partial\boldsymbol{J}(\boldsymbol{x}',t')}{\partial t'}\right]_{\text{ret}}\Bigg\}\delta\left\{t' - \left(t - \frac{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}{c}\right)\right\} \tag{11}$$

which is known as the Jefimenko's generalization of the coulomb law (see [25] fore more details). The idea is now to express this formula in the case of a moving particle with a finite life time. The expressions for the charge and the current are:

$$\rho(\boldsymbol{x}',t') = q[\theta(t'-t_1) - \theta(t'-t_2)]\delta^3(\boldsymbol{x}' - \boldsymbol{x}_0(t')) \tag{12}$$

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{x}',t') = \rho(\boldsymbol{x}',t')\boldsymbol{v}(t') \tag{13}$$

where the retarded instant t_1 corresponds to the creation of the moving charge (particle) by sudden acceleration from the state of rest to v and where the retarded instant t_2 corresponds to the cancellation of the charge by sudden deceleration from v to the state of rest.

Injecting Eq.12 and Eq.13 in Eq.11 and using the fact that R doesn't explicitly depends on t we perform the integrations over space and time. We obtain:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\left\{\left[\frac{\boldsymbol{n}q(t_{ret})}{R^2(1-\boldsymbol{\beta}.\boldsymbol{n})}\right]_{\text{ret}} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\boldsymbol{n}q(t_{ret})}{R(1-\boldsymbol{\beta}.\boldsymbol{n})}\right]_{\text{ret}} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\boldsymbol{v}q(t_{ret})}{R(1-\boldsymbol{\beta}.\boldsymbol{n})}\right]_{\text{ret}}\right\} \tag{14}$$

with

$$q(t_{ret}) = q[\theta(t_{ret}-t_1) - \theta(t_{ret}-t_2)] \tag{15}$$

The electric field emitted by a moving charge with finite life time is the summation of three contributions. The first one is a static contribution directly linked to the scalar potential. It appears by the simple fact that the particle exists. The second term, which is probably the less evident term to guess when we see Eq.4, comes from the transformation of the retarded scalar potential gradient. It corresponds to the direct charge variation

contribution. The third one is directly the time derivative of the current. For the case of an isolated particle, it corresponds to its radiation emitted if its undergoes an acceleration, like a deflection for instance. For a particle with a finite lifetime, as described by Eq.15, the charge variation appears only at the start point and the end point of the particle trajectory. Due to the description of the charge existence with a Heaviside-step function in Eq.15, the instantaneous charge variation at t_1 and t_2 will give un-physical divergences for the calculation of the instantaneous electric field at these instants. However, these un-physical sharp pulses at t_1 and t_2 can be ignored due to the fact that they give electric field contributions out of the frequency range of interest (in our problem, we focus on electric field below 500 MHz). We will see in the next section that for an ensemble of charge, the collective effect will give a charge variation which, now, has a contribution in our frequency range.

2.3. Electric field of an ensemble of charges

In the air shower, particles are permanently created and annihilated following the distribution of particles number during the air shower development. We compute the contribution of each particle during its life time in the shower and we do the summation at a given observation point.

The total electric field created by an ensemble of charges observed at the position $\boldsymbol{x}$ is given by:

$$\boldsymbol{E}_{tot}(\boldsymbol{x},t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \boldsymbol{E_i}(\boldsymbol{x},t) \tag{16}$$

where ζ is the number of particle with $\boldsymbol{r}(t_{ret})$ and t_{ret} verifying $t = t_{ret} + |\boldsymbol{x} - \boldsymbol{r}(t_{ret})|/c$. Performing the time derivative of each particle contribution in Eq.14 before doing the summation is not the good strategy. The formulation of Eq.14 permits us, by a simple law of derivation composition, to move the summation symbol inside the time derivative operator:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_{tot}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\Bigg\{ \sum_{i=1}^{\zeta} \left[\frac{\boldsymbol{n_i} q_i(t_{ret})}{R_i^2(1-\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\text{ret}} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{\zeta}\left[\frac{\boldsymbol{n}_i q_i(t_{ret})}{R_i(1-\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\text{ret}} \\ - \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{\zeta}\left[\frac{\boldsymbol{v}_i q_i(t_{ret})}{R_i(1-\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\text{ret}}\Bigg\}\end{aligned} \tag{17}$$

This equation summarizes the strategy adopted in SELFAS to compute the electric field at any observation point. The strategy will be to construct separately the three parts of this equation and to realize the time derivative operation after all particles have been considered. The time derivative of charge makes now perfect sense in our frequency domain due to the collective effect. The macroscopic charge variation induced by the evolution of the number of particles along the air shower development will give a low frequency contribution to the electric field.

To summarize, we can finally decompose the EAS radio emission process into various contributions:

- the static contribution of all particles (term $\boldsymbol{St}$ in the following equation);
- the time derivative of the net charge excess (term $\boldsymbol{C}$ in the following equation);

- the time derivative of the transverse current due to systematic separation in the geomagnetic field of electrons and positrons from the charge excess and from the charge symmetry: electrons and positrons in equal quantity in opposition to charge excess (term $\boldsymbol{Cu}$ in the following equation).

For convenience, we define:

$$\boldsymbol{st}_i(\boldsymbol{x},t) = \left[\frac{\boldsymbol{n_i} q_i(t_{ret})}{R_i^2(1-\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\text{ret}} \quad \text{and} \quad \boldsymbol{St}(\boldsymbol{x},t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \boldsymbol{st}_i(\boldsymbol{x},t) \tag{18}$$

$$\boldsymbol{c}_i(\boldsymbol{x},t) = \left[\frac{\boldsymbol{n}_i q_i(t_{ret})}{R_i(1-\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\text{ret}} \quad \text{and} \quad \boldsymbol{C}(\boldsymbol{x},t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \boldsymbol{c}_i(\boldsymbol{x},t) \tag{19}$$

$$\boldsymbol{cu}_i(\boldsymbol{x},t) = \left[\frac{\boldsymbol{v}_i q_i(t_{ret})}{R_i(1-\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\text{ret}} \quad \text{and} \quad \boldsymbol{Cu}(\boldsymbol{x},t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \boldsymbol{cu}_i(\boldsymbol{x},t) \tag{20}$$

Where $\boldsymbol{st}(\boldsymbol{x},t)$, $\boldsymbol{c}(\boldsymbol{x},t)$, $\boldsymbol{cu}(\boldsymbol{x},t)$ are the contributions of the i^{th} particle to $\boldsymbol{St}(\boldsymbol{x},t)$, $\boldsymbol{C}(\boldsymbol{x},t)$, $\boldsymbol{Cu}(\boldsymbol{x},t)$ which are the total static contribution, the total charge contribution and the total current contribution. The total field is then:

$$\boldsymbol{E}_{tot}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\left(\boldsymbol{St}(\boldsymbol{x},t) + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{C}(\boldsymbol{x},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{Cu}(\boldsymbol{x},t)\right). \tag{21}$$

3. SELFAS2 algorithm, air shower generation

3.1. Air shower generation, longitudinal profile, universality

What we need is to track each particle generated in SELFAS2 along its trajectory to compute the electric field as a function of time. To save a lot of computation time, only a fraction of the real particle number is generated. The statistical weight and the trajectory length are the same in SELFAS2 for each particle generated. The statistical weight is calculated by a simple proportionality law between the particle number generated in the simulation, and the real particle number which should be generated to obtain the complete air shower requested. To respect the distribution of the instantaneous number of particles in the shower $N(X)$ (where X is the depth crossed by the shower), we can easily show that the random injection depth given to each particle can be performed by Monte Carlo simulation following :

$$I_p(X) \approx \frac{N(X+l)}{l} \tag{22}$$

where l, the length of the individual particle track, is sufficiently small with respect to the shower length.

In SELFAS2, the evolution of the particle number is given by the Greisen-Iljina-Linsley (GIL) parameterization [30] based on the Greisen relations [31] and on a variant for describing nucleus-initiated showers [7]. This parameterization gives the number of electrons and positrons as a function of the primary energy (E_p) and its nature (or mass A):

$$N(E_p,A,t) = \frac{E_p}{E_l} e^{t-t_{max}-2\ln(s)} \tag{23}$$

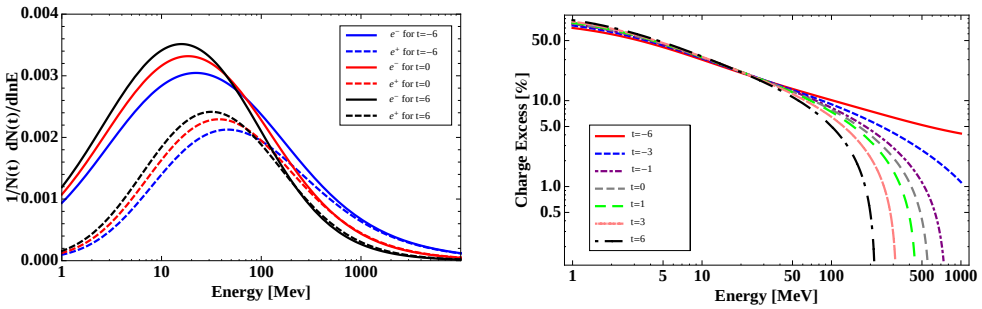


Figure 1: Left: Energy distributions of electrons and positrons in EAS for different evolution stages. Right: Charge excess characterization as a function of particle energies for different evolution stages of the EAS. The complete set of parameterizations for particle energy distributions, vertical and horizontal momentum angle distribution, lateral distance distributions, and time distributions of the shower front is available in [24].

where

$$t = \frac{X - X_1}{X_0} \quad , \quad t_{max} = a + b\left(\ln\frac{E_p}{Ec} - \ln A\right) \quad \text{and} \quad s = \frac{2t}{t + t_{max}} \tag{24}$$

with $E_l = 1450$ MeV is a normalization factor, $E_c = 81$ MeV is the critical energy from Greisen formula, $a = 1.7$ is an offset parameter, $b = 0.76$ is the value of the elongation rate coming from adjusted data. X here is the atmospheric depth measured from the first interaction point X_1 in $\mathrm{g\,cm^{-2}}$ and $X_0 = 36.7\ \mathrm{g\,cm^{-2}}$ is the radiation length of electrons in air. The first interaction length X_1 can be fixed in SELFAS2 or can be chosen randomly following the cross section of the primary with air [32].

Using these parameterizations, the evolution of the number of electrons and positrons is then completely integrated in SELFAS2, and is completely defined with the energy and the nature of the primary fixed in the input file by the user.

3.2. Particles initial conditions

With a large set of EAS simulated with CORSIKA, Lafèbre *et al* [24] provide multi-dimensional parameterizations for the electron-positron distributions in terms of particle energy, vertical and horizontal momentum angle, lateral distance, and time distribution of the shower front. They parameterize all these distributions as a function of the relative evolution time, t (defined differently as in previous section for the GIL parameterization):

$$t \equiv \frac{X - X_{max}}{X_0} \tag{25}$$

where X is the integrated thickness of the atmosphere crossed, $X_0 = 36.7\ \mathrm{g\,cm^{-2}}$ is the radiation length of electrons in air and X_{max} is the atmospheric depth for which the number of particles in the air shower is the maximum. As an example, the evolution of the energy distribution for electrons and positrons is shown in Fig.1 left for different relative evolution stages. A parameterization of the charge excess is also available in [24] as a function of the particle energy and the relative evolution stages of the EAS. We show some results in Fig.1 right, for different evolution stages. We see that the

charge excess decreases significantly at high energy (above 100 MeV) during the EAS development. When an electron is generated in SELFAS2 with a random energy ϵ, at a random evolution stage t, the corresponding charge excess fraction is calculated. Then, with a simple random law, the electron is considered coming from the charge excess or not.

All the geometrical parameterizations described in [24] are implemented in SELFAS2. At each particle generation, SELFAS2 gives randomly a set of initial conditions following all these distributions. The universality of the analytical geometrical descriptions permits to generate air showers in the range of 10^{17} to 10^{20} eV with a good accuracy for showers coming with zenith angles from 0° to 60°. Only the general characteristics of the required air shower is needed by SELFAS2: primary energy, azimuthal and zenith angles. The geographical characteristics of the site where the simulation must be realized have to be specified as well: orientation of the geomagnetic field, its intensity and the ground altitude (the altitude zero corresponds to the sea level).

3.3. Particles propagation and electric field computation

In order to compute energy losses and multiple scattering of electrons and positrons in the atmosphere, the length l, of an individual particle track is divided in short tracks corresponding to a depth fixed to $X_{\rm track}^{\rm short}$ (the choice of the resolution is discussed in the next section 4). Between two consecutive points, each particle undergoes a deviation due to the geomagnetic field and multiple scattering. These two processes are computed independently and the final new position in space after one short track results from the combination of the two deviations. The geomagnetic field deviation is calculated solving the equation of motion and the deviation from multiple scattering is performed by Monte-Carlo simulation following the theory of multiple scattering through small angles [33].

To compute the electric field contribution along each particle trajectory, the position and the velocity of the particle are calculated every $X_{\rm track}^{\rm short}$, so we are able to compute the instantaneous $\boldsymbol{st}_i(x,t)$, $\boldsymbol{c}_i(x,t)$, and $\boldsymbol{cu}_i(x,t)$ along the particle trajectory, received at the time $t = t_{\rm ret} + R/c$ at the observation point. On Fig.2, the retarded times after each $X_{\rm track}^{\rm short}$ step for a given particle are represented by t_{ret}^1, t_{ret}^2 ,t_{ret}^3, t_{ret}^j ... To construct the shower signal at a given observation point $\boldsymbol{x}$ (an antenna position fixed by the user), each particle contribution is added into three histograms corresponding to the three total contributions $\boldsymbol{St}$, $\boldsymbol{C}$ and $\boldsymbol{Cu}$ as a function of reception time t. For these three histograms, the constant time width $\Delta_{\rm size}^{\rm bin}$ of bins is fixed by the user (tipically 0.1 ns $< \Delta_{\rm size}^{\rm bin} <$ 1 ns). For a given particle, to each instant t_{ret}^j is associated a reception time $t^j = t_{ret}^j + R^j(t_{ret}^j)/c$; to fill bins of the three histograms, different configurations are possible (we present the method only for the case of $\boldsymbol{Cu}$ histogram but this method is the same to fill $\boldsymbol{St}$ and $\boldsymbol{C}$ histograms) :

- for bins fully-contained between $t^j = t_{ret}^j + R^j(t_{ret}^j)/c$ and $t^{j+1} = t_{ret}^{j+1} + R^{j+1}(t_{ret}^{j+1})/c$, bins are incremented by :

$$\epsilon * \frac{\boldsymbol{cu}_i(\boldsymbol{x}, t^j) + \boldsymbol{cu}_i(\boldsymbol{x}, t^{j+1})}{2} \tag{26}$$

  with $\epsilon = 1$. Eq.26 means that in SELFAS2, the electric field emitted by a particle is considered constant over time during a short track ($X_{\rm track}^{\rm short}$). This approximation can be made because we consider here that the distance R to the observation point, is large compared to the size of the particle trajectory during a short track (Fraunhofer approximation).

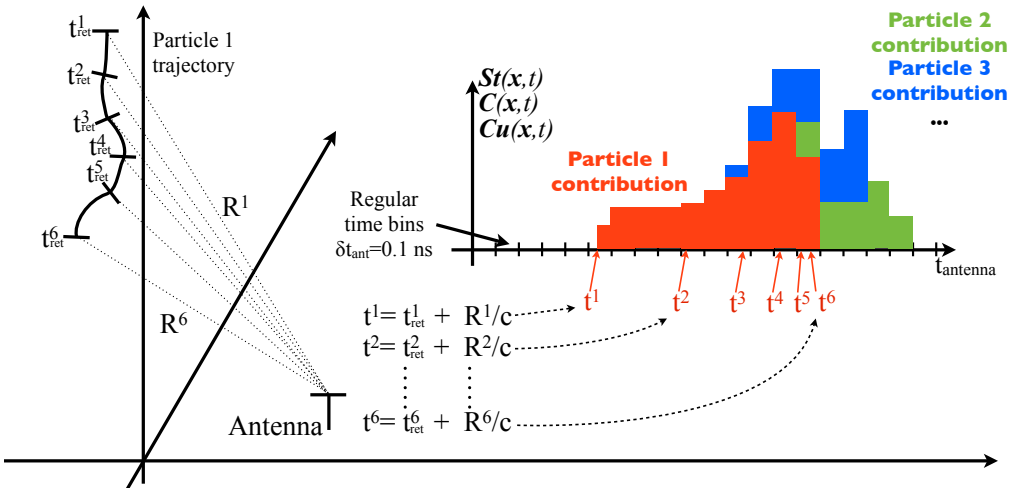


Figure 2: The length of an individual particle track of the particle trajectory is divided in short tracks allowing us to compute energy losses and deviations due to geomagnetic field and to multiple scattering. At the starting point and at each end of short track, $\boldsymbol{st}_i(\boldsymbol{x},t)$, $\boldsymbol{c}_i(\boldsymbol{x},t)$ and $\boldsymbol{cu}_i(\boldsymbol{x},t)$ are calculated independently and added to three independent histograms corresponding to $\boldsymbol{St}(\boldsymbol{x},t)$, $\boldsymbol{C}(\boldsymbol{x},t)$ and $\boldsymbol{Cu}(\boldsymbol{x},t)$. Once all particles have been considered, the time derivatives for $\boldsymbol{C}(\boldsymbol{x},t)$ and $\boldsymbol{Cu}(\boldsymbol{x},t)$ are performed and the complete electric field at this position is obtained summing up the three total contributions.

- if t^j and t^{j+1} are completely contained into a bin time window, the corresponding bin is incremented by Eq.26 with a factor ϵ equal to :

$$\epsilon = \frac{t^{j+1} - t^j}{\Delta^{\rm bin}_{\rm size}} \tag{27}$$

- if t^j is contained into a bin b, delimited by the time $t^{\rm b}_{\rm bin}$ and $t^{\rm b}_{\rm bin} + \Delta^{\rm bin}_{\rm size}$ and if $t^{j+1} > t^{\rm b}_{\rm bin} + \Delta^{\rm bin}_{\rm size}$, then, the bin b is incremented by Eq.26 with a factor ϵ equal to :

$$\epsilon = \frac{t^{\rm b}_{\rm bin} + \Delta^{\rm bin}_{\rm size} - t^j}{\Delta^{\rm bin}_{\rm size}} \tag{28}$$

- and finally, if t^{j+1} is contained into a bin b, delimited by the time $t^{\rm b}_{\rm bin}$ and $t^{\rm b}_{\rm bin} + \Delta^{\rm bin}_{\rm size}$ and if $t^j < t^{\rm b}_{\rm bin}$, then the bin b is incremented by Eq.26 with a factor ϵ equal to :

$$\epsilon = \frac{t^{j+1} - t^{\rm b}_{\rm bin}}{\Delta^{\rm bin}_{\rm size}} \tag{29}$$

Once all particle trajectories have been considered, the numerical time derivatives for $\boldsymbol{C}(\boldsymbol{x},t)$ and $\boldsymbol{Cu}(\boldsymbol{x},t)$ are performed and the complete electric field corresponding to this observation point is obtained summing up the three total contributions.

4. Discussion from a first example: a vertical 10^{17} air shower

To compare the predicted observables from SELFAS2, REAS3 and MGMR (at the end of this section), we simulate a vertical 10^{17} eV induced air shower in the Auger site configuration. The geomagnetic field characteristics at the Auger site are $|\boldsymbol{B}| = 23\ \mu$T, θ_B

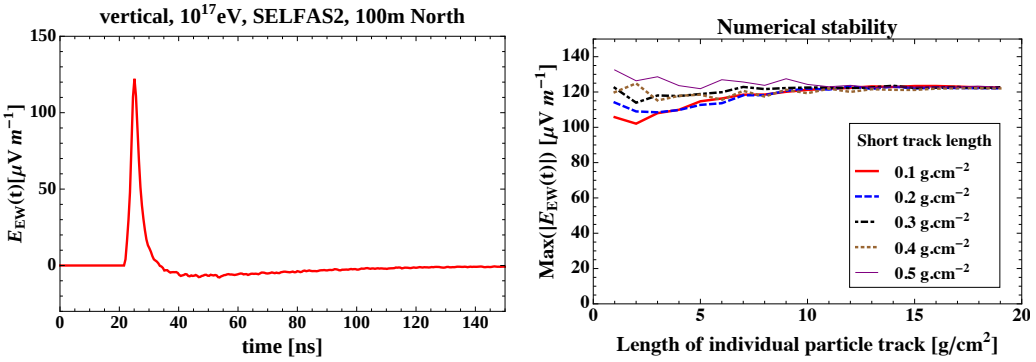


Figure 3: Left: Signal in the EW polarization for an observer located at a distance of 100 m north of the shower core. Right: amplitude of the signal as a function of the length of individual particle track and its resolution (short track length) fixed in SELFAS2.

$= 58°$ and $\phi_B = 0°$ where θ_B and ϕ_B are the zenith angle and the azimuthal angle of the geomagnetic field. The geomagnetic field comes from the south and is oriented upward. The ground shower core of the air shower simulated is located exactly at the center of a dense array composed of 145 antennas. Antenna positions are shown in Fig.8 left. The ground altitude is 1400 m.

4.1. Numerical stability

The final result of the observed signal must be independent of the choice of the particle trajectory length discussed in the previous section. With the configuration described above, we show in Fig.3 left the signal for an observer located at a distance of 100 m north of shower core. In Fig.3 we show the amplitude of this signal as a function of the length l of the individual particle track and its resolution (short track length) fixed in SELFAS2. We observe that for small individual track length (smaller than 5 g cm^{-2}), the amplitude of the signal is not stable. In [24] the angular distributions of particles are given for both electrons and positrons without discern their nature ; to model the effect of the geomagnetic field, electrons and positrons must be propagated. Fig.3 shows that a minimum length for the individual particle track (l >10 g cm^{-2}) is necessary to solve the absence of geomagnetic field effect in [24] and to guarantee the stability of the signal.

The choice of the length of the individual particle track is then made in order to obtain stability but also to stay as close as possible to the parameterized distributions given in [24]. In SELFAS2 this length is fixed to 15 g.cm^{-2} with a resolution of 0.3 g.cm^{-2}.

4.2. Results

In Fig.4 we show the east-west polarization radio pulses in the time domain for a vertical shower with a primary energy of 10^{17} eV computed with SELFAS2. The ground frame is arranged so that the air shower core is located at $x = 0$ and $y = 0$. The four figures represent the pulses observed by antennas set along axis oriented toward the west, the east, the north and the south. In these figures we clearly see that the decay of the pulse amplitude along the axis west-east is not symmetric around the air shower axis. This effect is more visible in Fig.5 left where we show the lateral distribution of the absolute field strength pulse amplitude. This asymmetry directly comes from the influence of the net charge excess (more details in the next subsection). The spectral composition of the pulses observed in Fig.4 is obtained by Fourier analysis. The result is shown in Fig.5

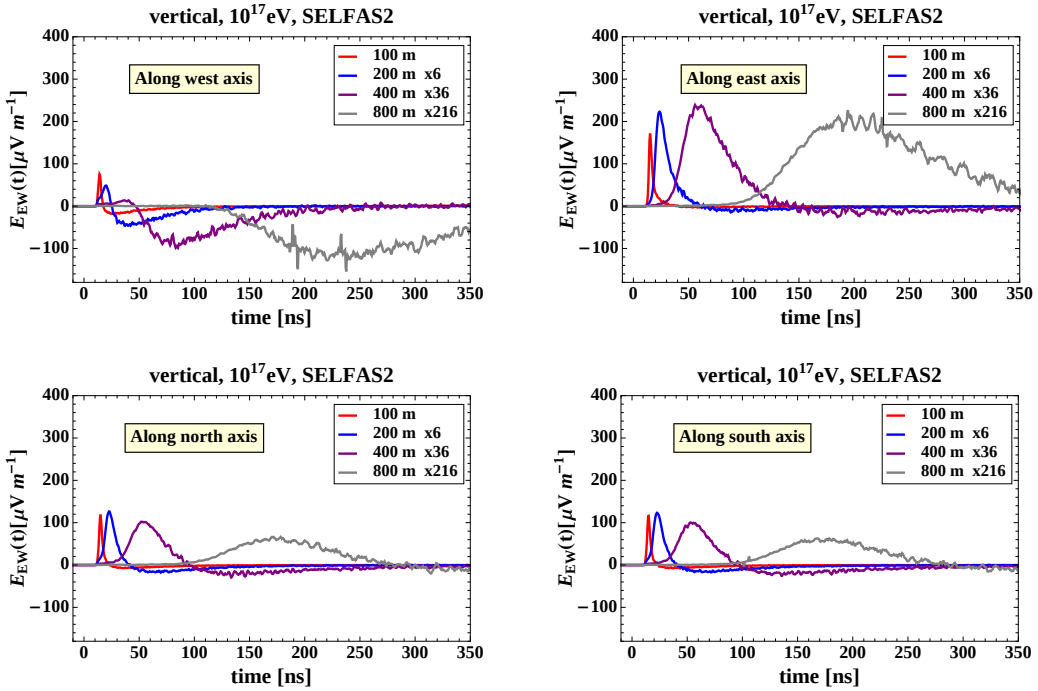


Figure 4: East-west polarization radio pulses for a vertical shower with a primary energy of 10^{17} eV computed with SELFAS2. In each figure, we show the results obtained for different distances to shower core (100 m, 200 m, 400 m and 800 m). Top, left: antennas located along the semi-axis starting from the ground shower core pointing toward the west direction. Top, right: antennas located along the semi-axis starting from the ground shower core pointing toward the east direction. Bottom, left: antennas located along the semi-axis starting from the ground shower core pointing toward the north direction. Bottom, right: antennas located along the semi-axis starting from the ground shower core toward pointing the south direction.

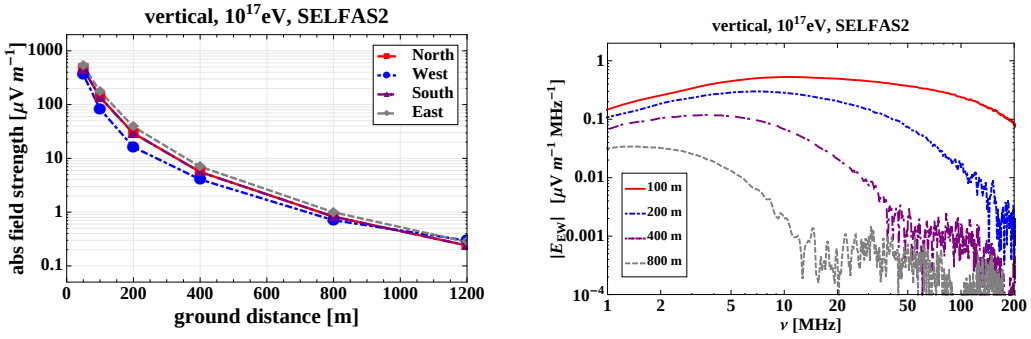


Figure 5: Left: lateral distribution of the absolute field strength pulse amplitude for a 10^{17} eV vertical air shower. Right: frequency spectra of a 10^{17} eV vertical air shower seen from different distances to the shower core. East-west polarization.

right. We see in this figure that the frequency where the coherence is lost, decreases with distance to the shower axis.

To illustrate the notion of coherence loss, let's compute the evolution of energy deposited by the air shower as a function of the number of particles injected in the simulation. Every five million particles injected, we performed the spectra integrations in the range 1-10 MHz and in the range 700-900 MHz (see Fig.6 left). In Fig.6 right, we show the energy deposited behavior as a function of the number of particles for the two frequency ranges and for different distances to air shower axis. We see that the energy deposited in the low frequency range depends on the square of particles number whereas the energy deposited in the range 700-900 MHz depends on the number of particles (see comparison with $1/N$ in Fig.6 right). This phenomena, due to the coherence loss, is naturally taken into consideration in SELFAS2.

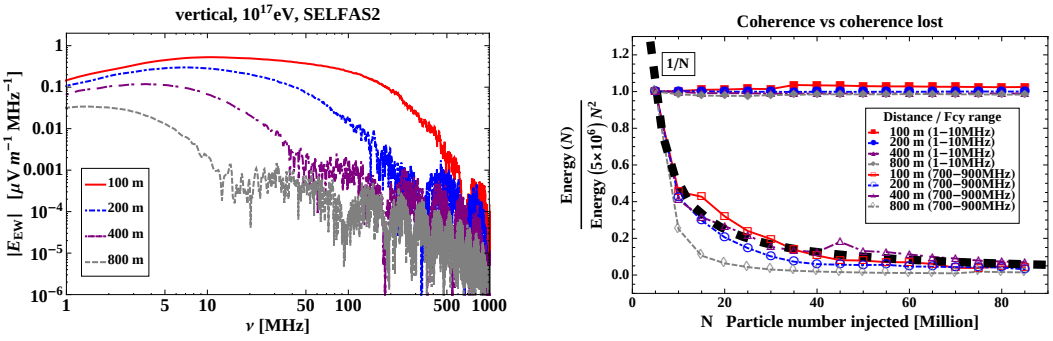


Figure 6: Left: Spectra used for the calculation of the energy deposited as a function of the number of particles injected in the simulation. The integrations of spectra are performed every five million particles injected, for the two frequency ranges 1-10 MHz and 700-900 MHz. Right: energy deposited as a function of number of particles, for different distances to air shower axis. The difference of behavior between the two frequency ranges of integration is due to the coherence loss of the signal from a particular frequency which decreases with distance to air shower axis.

4.3. Transverse current vs charge excess

In section 2, we showed that the EAS radio emission is the summation of three terms. The static contribution, $\boldsymbol{St}(\boldsymbol{x}, t)$, is approximatively two orders of magnitude lower than the two other contributions, so in the following, this contribution will be not discussed. Finally, the time derivative of the transverse current and the time derivative of the net charge excess are in competition. In most cases, the transverse current contribution is dominant with respect to the net charge excess contribution. This is not true for air showers parallel to the geomagnetic field. In such cases, systematic deviations of

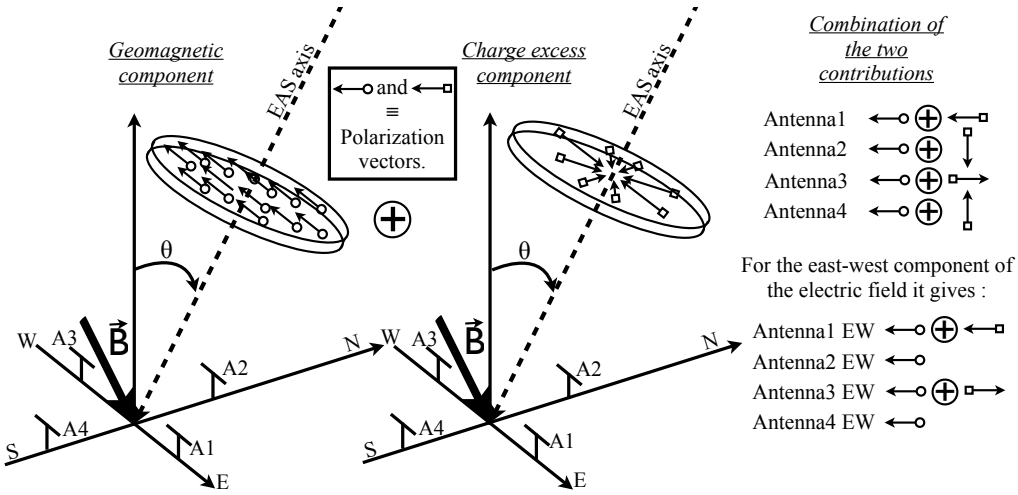


Figure 7: Polarization vectors of the transverse current and the net charge excess contributions in the plane perpendicular to the shower axis. Due to the fact that the polarization vectors of these two contributions are not always oriented in the same direction, their combination can be constructive or destructive in function of the antenna position. For the east-west polarization of the electric field (as it is given in Fig.4 and Fig.5 left), the signal amplitudes observed by antennas located on the east side of the plane containing the ground shower core and the geomagnetic field appear finally higher than the signal amplitudes of antennas located on the other side.

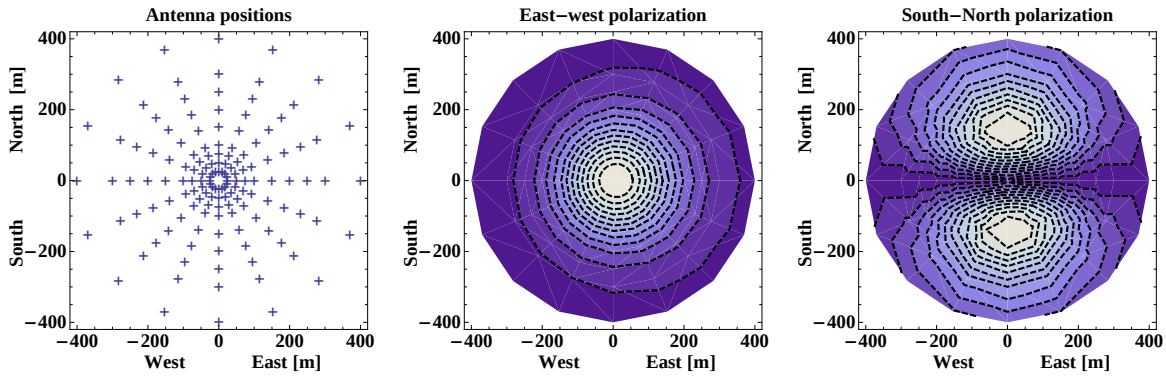


Figure 8: Left: Antennas positions used for ground footprint calculation. Center and right: Ground footprint of the energy deposited by a vertical 10^{17} eV air shower below 85 MHz, for the two horizontal polarizations. The east-west polarization shows a slight east-west asymmetry which is due to the net charge excess contribution (see text for more details).

particles due to the geomagnetic field disappear and the transverse current contribution vanishes. To understand the behavior of the two dominant contributions combination, we show in Fig.7 the polarization vectors of the transverse current and the net charge excess contributions in the plane perpendicular to the shower axis. Due to the fact that the polarization vectors of these two contributions are not always oriented in the same direction, their combination can be constructive or destructive. In the configuration of the Auger site for instance, the summation is then constructive for the case of antennas located on the east side of the plane containing the ground shower core and the geomagnetic field. On the west side of this plane the summation is destructive. This asymmetry effect is also observable in an other form in Fig.8 where we present the ground footprint of the two horizontal polarizations. Fig.8 are obtained using a dense array composed of 145 antennas (cf Fig.8 left) for which we calculate the energy deposited below 85 MHz, for the two horizontal polarizations. The results obtained here confirm results previously obtained and discussed in [17, 14].

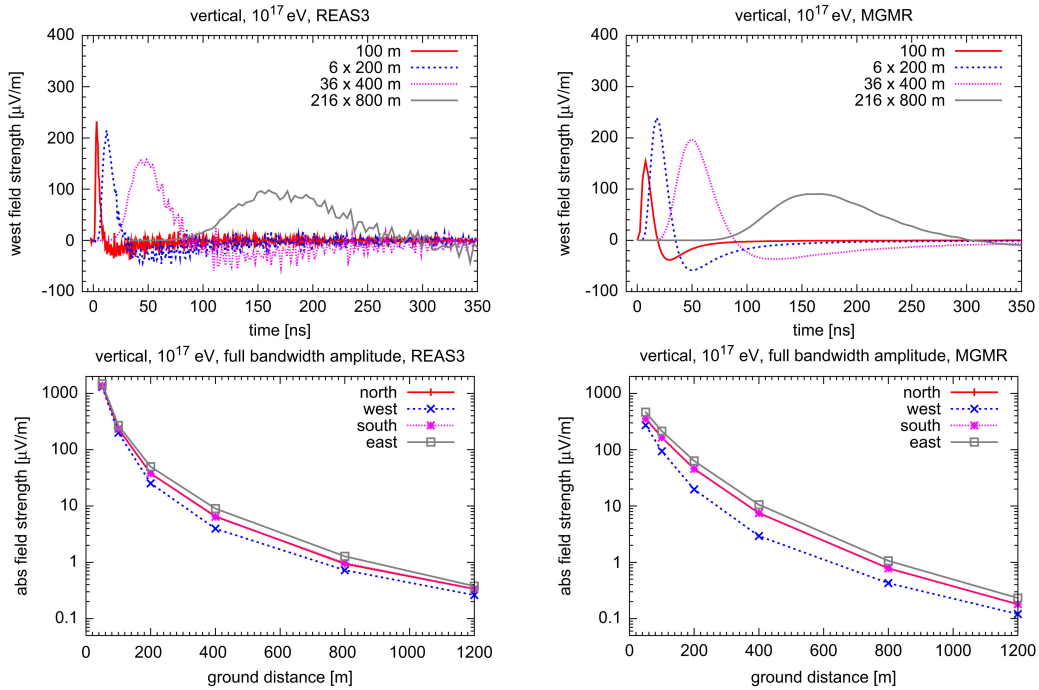


Figure 9: From [20]. Top: Comparison of the western polarization unlimited bandwidth radio pulses for vertical showers with a primary energy of 10^{17} eV for REAS3 (left) and MGMR (right). Bottom: Comparison of the absolute field strength unlimited bandwidth pulse amplitude lateral distribution for vertical showers with a primary energy of 10^{17} eV for REAS3 (left) and MGMR (right). These figures can be directly compared with Fig.4 and Fig.5.

4.4. Comparison between SELFAS2, REAS3 and MGMR

In a recent paper [20], a direct comparison is done between the two main approaches discussed in the section 2. They show in this paper that after great disagreements, the two models finally give results which converge in the same direction. We extracted some figures of this paper to make a direct comparison with the results obtained with SELFAS2. In Fig.9 we show the results obtained by REAS3 and MGMR for the same air shower

simulated with SELFAS2 in subsection 4.1. These figures can be directly compared with Fig.4 and Fig.5. The agreement between the three models is satisfactory but it still remains some differences which can be due to the electric field formalism adopted and to the shower description. For a better comparison, the simulations performed with REAS3 and MGMR are based on EAS characteristics coming from the same CORSIKA shower output file. SELFAS2 doesn't use any simulated shower, but only the analytical geometrical distributions previously described (based on CORSIKA simulation). The agreement between the three models shows that their implementation in SELFAS2 gives promising results.

5. Conclusion

With SELFAS2, we successfully managed to construct a complete autonomous tool able to help detailed understanding in the mechanisms involved in the air showers radio emission. The concept of universality of air showers feature permits to avoid the heavy use of air shower generators and to obtain acceptable results after few minutes for one antenna simulated. Furthermore, we confirmed that EAS radio emission is mainly due to two different contributions: the time variation of the transverse current (corresponding to the third term in Eq.17) and the time variation of the EAS macroscopic charge excess (corresponding to the second term in Eq.17). The polarization patterns of these contributions are different leading to asymmetries in both the EAS ground footprint and the lateral profile. It would be very interesting to search for such asymmetries in the data (CODALEMA, LOPES, RAuger) in order to make progress in the understanding of the radio emission. The quantification of the experimental radio asymmetry should be a good estimator of the electrons-positrons asymmetry.

Today, we can clearly say that air shower radio simulations converge in the same direction, showing good agreements even using different approaches. Coupled analysis between data and SELFAS2 are currently in progress to test the validity of theoretical predictions.

References

[1] J. V. Jelley and al, Nature 205(1965)327

[2] H.R. Allan, Progress in elementary particle and cosmic ray physics, ed. by J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen (North Holland, 1971) 169

[3] D. Ardouin and the CODALEMA Collaboration, 270 Astroparticle Physics 31, 3 (2009) 192-200.

[4] W. D. Apel, et al., Astropart. Physics 26, 332 (2006).

[5] Stefan Fliescher For the Pierre Auger Collaboration. NIM A: 19 November 2010, ISSN 0168-9002, DOI: 10.1016/j.nima.2010.11.045.

[6] J.R. Prescott et al, 1968, Can. J. Phys. 46, S 246

[7] H.R. Allan et al, 1969, Nature 222, 635

[8] H. Falcke, W. D. Apel, A. F. Badea, et al., Nature 435 (2005) 313–316.

[9] Benoît Revenu, ARENA 2010 doi:10.1016/j.nima.2010.11.087

[10] LOPES Collaboration, Astroparticle Physics 32 (2010) 294–303

[11] P. Lautridou for the CODALEMA Collaboration, in: Proc. of the ARENA 2008 Conference, Rome, Italy, NIM A, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.03.164.

[12] K. Werner et al, Astropart.Phys.29:393-411,2008

[13] J. Chauvin, C. Rivière, F. Montanet, et al., Astropart. Phys. 33 (2010) 341–350.

[14] M. Ludwig, T. Huege, Astro. Ph., V 34 6, Jan. 2011, Pages 438-446, ISSN 0927-6505, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2010.10.012.

[15] H. Falcke , P.W. Gorham, 2003, Astropart. Phys., 19, 477

[16] C.W. James, H. Falcke, T. Huege, M. Ludwig, submitted to Physical Rev. E (2010) arXiv:1007.4146v1.

[17] O. Scholten, K. Werner, F. Rusydi, Astroparticle Physics 29 (2008) 94–103.

[18] O. Scholten and al, Nucl. Inst. and Meth. A: Accelerators, In Press, Corrected Proof, 16 Dec 2010, ISSN 0168-9002, DOI: 10.1016/j.nima.2010.11.125.

[19] K.D. de Vries et al., Astropart.Phys.34:267-273,2010

[20] T. Huege, M. Ludwig, O. Scholten, K.D. de Vries. 2010. arXiv:1009.0346v2. NIM A: 19 November 2010, ISSN 0168-9002, DOI: 10.1016/j.nima.2010.11.041.

[21] Bruno Rossi Kenneth Greisen, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941).

[22] Linsley, J. In Proc. of 27th ICRC, Hamburg (Germany), vol. 2001, p. 502. 2001.

[23] O. Catalano, In Proc. of 27th ICRC, Hamburg (Germany), vol. 2001, p. 498. 2001.

[24] S. Lafèbre et al. arXiv:0902.0548v1 2009 Astroparticle Physics, Volume 31, Issue 3, p. 243-254.

[25] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics (second ed.), Wiley, New York (1975).

[26] Vincent Marin NIM A: 21 November 2010, ISSN 0168-9002, DOI: 10.1016/j.nima.2010.10.123.

[27] T. Huege, R. Ulrich, R. Engel, Astroparticle Physics 27 (2007) 392–405

[28] M.A. Duvernois, B. Cai, D. Kleckner, Proc. of the 29th ICRC, Pune, India (2005) 311.

[29] D.A. Suprun, P.W. Gorham, Astroparticle Physics 20 (2003) 157–168

[30] O. Catalano et al In Proc. of 27th ICRC, Hamburg (Germany), vol. 2001, p. 498. 2001.

[31] B. Rossi et K. Greisen, “Cosmic-ray theory”, Reviews of Modern Physics 13 (1941) no. 4, 240–309.

[32] Ralf Ulrich et al. New J.Phys.11:065018,2009, doi:10.1088/1367-2630/11/6/065018 arXiv:0903.0404v2 [astro-ph.HE]

[33] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 37, 075021 (2010)

5.4 Exploitation du code

SELFAS a été utilisé de façon intensive pour interpréter le décalage de cœur observé dans les données CODALEMAII (voir section 4.4.2 page 131). Nous commençons les analyses permettant de caractériser la dépendance du champ électrique avec la nature du primaire ainsi que de son point de première interaction X_1.

5.4.1 Sensibilité à la nature du primaire

Récemment (2012), avec Valentin Priasso [172], nous avons commencé à étudier l'influence du point de première interaction X_1 sur le champ électrique reçu au sol. Rappelons qu'un des espoirs majeurs de la mesure radio des gerbes atmosphériques est de contraindre la nature du primaire, à la façon d'un détecteur de fluorescence.

Pour ce faire, nous avons lancé de nombreuses simulations d'une même gerbe (proton vertical, d'énergie 0.1 EeV) mais en ne faisant varier que les valeurs de X_1. Une loi exponentielle est choisie pour tirer X_1 (voir page 19), à partir des valeurs des sections efficaces proton-air utilisées dans QGSJet [173, 174]. Valentin a ensuite utilisé les simulations pour caractériser l'amplitude totale du champ électrique pleine bande en fonction de X_1 et de la distance entre l'antenne et l'axe de la gerbe. D'autres analyses plus fines devront être réalisées (influence de l'azimuth de l'antenne par rapport au cœur notamment, antennes proches de l'axe...). Le résultat de la paramétrisation est le suivant (pour $d \geqslant 150$ m) :

$$\hat{X}_1 = \frac{\mathcal{A}_{\mathrm{EW}} - e^{-2.55\,d+5.95}}{e^{-2.1\,d-2.54}}, \tag{5.1}$$

où $\mathcal{A}_{\mathrm{EW}}$ est l'amplitude pleine bande du champ électrique dans la polarisation EW et d est la distance à l'axe. Une fois cette dépendance été établie, j'ai simulé 8 gerbes avec des X_1 imposés, que je cachais à Valentin, afin de faire un test aveugle de la loi empirique qu'il avait trouvée. Les résultats de ce test aveugle sont présentés dans la table 5.1. Cette étude préliminaire est très encourageante puisque la reconstruction du

valeur injectée (aveugle)	valeur reconstruite	différence relative
31	36	15.6%
57	62	7.4%
72	74	2.8%
92	95	3.3%
123	128	4.1%
137	143	4.4%
256	238	−7.0%
311	262	−15.9%

Table 5.1 – *La reconstruction de X_1 à partir de l'Eq. 5.1 permet de retrouver la valeur simulée à mieux que* 16% *entre* 31 $g.cm^{-2}$ *et* 311 $g.cm^{-2}$.

point de première interaction semble être faisable avec une précision satisfaisante. Il reste cependant beaucoup de travail à faire sur ce sujet, il reste notamment à prendre en compte l'influence de la direction d'arrivée et l'influence du bruit.

J'ai également simulé un évévenement remarquable détecté avec RAugerI. Cet événement a été détecté en novembre 2009 par les 3 stations A1, A2 et A3. Il est détaillé dans l'article présenté dans la section 4.5 page 161, avec comme titre "Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at

the Pierre Auger Observatory" (voir la section 4.6 de cet article). Il était important de quantifier quelle était l'influence du point de première interaction sur l'amplitude du signal mesuré par les 3 stations. En effet, il a fallu corriger par le même facteur 3 l'amplitude du signal simulé pour avoir un bon accord avec les données. Cet écart peut en partie être expliqué par l'erreur systématique sur le point de première interaction. On peut voir dans la FIG. 5.4 que l'amplitude du champ électrique en polarisation EW et dans la bande $40-80$ MHz est croissante avec X_1 pour cet événement ($\theta = 51°, \phi = -150°, E = 1.4$ EeV). Je rappelle qu'en terme de distances à l'axe, A2 se trouve à 93 m, A1 à 164 m et A3 à 188 m. Le fait que cette amplitude soit croissante avec

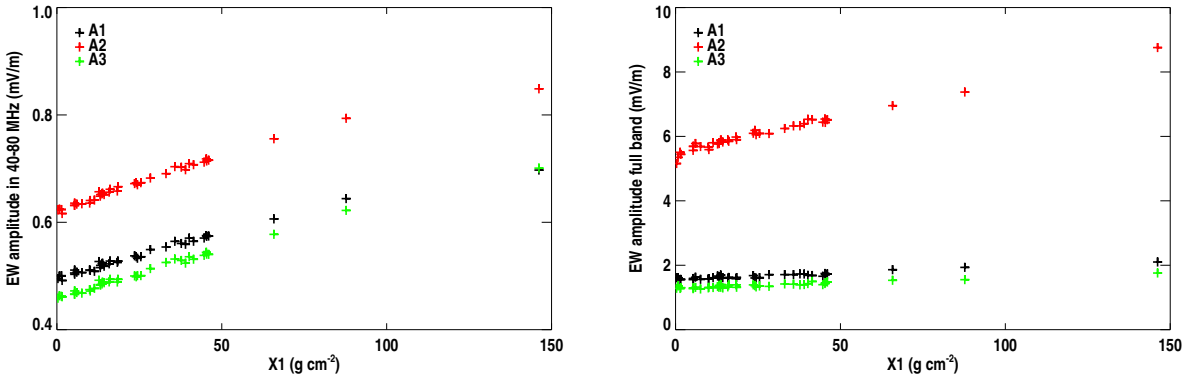


FIGURE 5.4 – *Gauche : amplitude du champ électrique dans la polarisation EW en fonction de X_1 pour chacune des stations A1, A2, A3 dans la bande $40-80$ MHz. Droite : même chose mais en pleine bande.*

la même loi pour les 3 stations implique que le profil $\xi(d) = \xi_0 \exp(-d/d_0)$ en EW et dans la bande $40-80$ MHz sera le même, quelque soit X_1. Ce n'est plus le cas dès lors que l'on considère le signal pleine bande. Dans ce cas, seule l'amplitude du champ électrique de la station A2 (la plus proche de l'axe) croît avec X_1 alors que les amplitudes des stations A1 et A3 restent quasiment constantes. Le profil dans ce cas sera plus pentu (d_0 sera plus petit).

Ces études préliminaires sont à poursuivre de façon bien plus générale et systématique.

5.4.2 Simulation de l'événement super-hybride

Dans la section 1.2.2 page 32, j'abordais les premières indications du lien entre le signal radio et la nature du primaire. RAugerII a détecté le premier événement super-hybride (SD+FD+radio) en janvier 2011.

Reconstruction SD

La gerbe à été détectée par 11 cuves du SD, la reconstruction est montrée dans la FIG. 5.5. L'énergie est estimée à 10 EeV, l'axe est reconstruit avec la direction ($\theta = 45.2°, \phi = 326.9°$). Le fit de la LDF est fait en utilisant le signal de 10 cuves ; la cuve Apolinario (de numéro 1351) n'étant pas sur la maille standard d'Auger, elle n'est pas utilisée pour la reconstruction. Je rappelle qu'Apolinario est la cuve supplémentaire qui se trouve au centre des expériences prototypes RAugerI et RAugerII. La courbure du front de gerbe se voit également dans la partie en bas à droite de la figure.

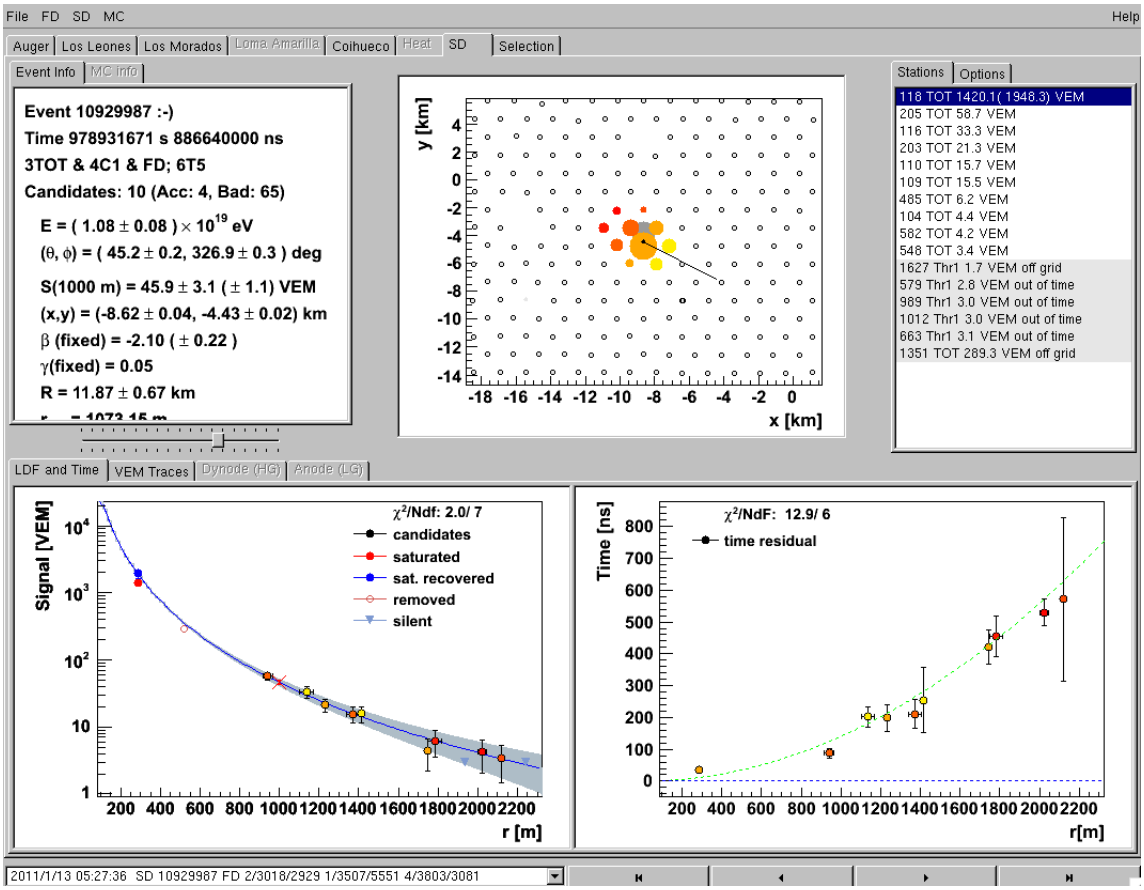


FIGURE 5.5 – *Reconstruction SD de l'événement super-hybride. En haut, on voit l'empreinte au sol laissée par la gerbe. Les cuves en couleur ont vu la gerbe. En bas à gauche, le signal des cuves en fonction de la distance à l'axe (LDF) est représentée, avec le fit associé. En bas à droite, on voit la courbure du front de particules.*

Reconstruction FD

Les trois FD alors en activité, se trouvant tous à une distance comprise entre 21 et 24 km de la gerbe, ont également vu la trace de la gerbe dans le ciel. La FIG. 5.6 montre la reconstruction faite par le FD le plus proche de la gerbe (Coihueco, mais tout de même à 21.8 km). Dans cette figure, nous voyons les pixels d'un des 6 télescopes du FD qui ont été triggés par la lumière de fluorescence émise par le N_2 atmosphérique excité. La projection de l'axe de la gerbe se fait en fittant une fonction géométrique connaissant le temps de trigger des pixels touchés. Ce fit est visible dans la partie en haut à droite de la figure. Le profil longitudinal est montré dans la partie en bas à gauche. Ce profil n'est pas très bien échantillonné et les barres d'erreur sont assez importantes, du fait de la grande distance entre le télescope et la gerbe. Nous constatons néanmoins que la géométrie calculée par le FD est en très bon accord avec celle du SD.

Détection radio

Le 13 janvier 2011, les stations A1 et A3 étaient éteintes et A2 n'a pas vu l'événement. Seule A4 a détecté le signal. Le temps du trigger d'A4 est en excellent accord avec le temps attendu sous l'hypothèse d'un front de particules plan se propageant à la vitesse de la lumière. Par exemple, les différences de temps mesurés $t^{\text{mes}}_{\text{A4}} - t^{\text{mes}}_{i,\text{SD}}$ sont très proches

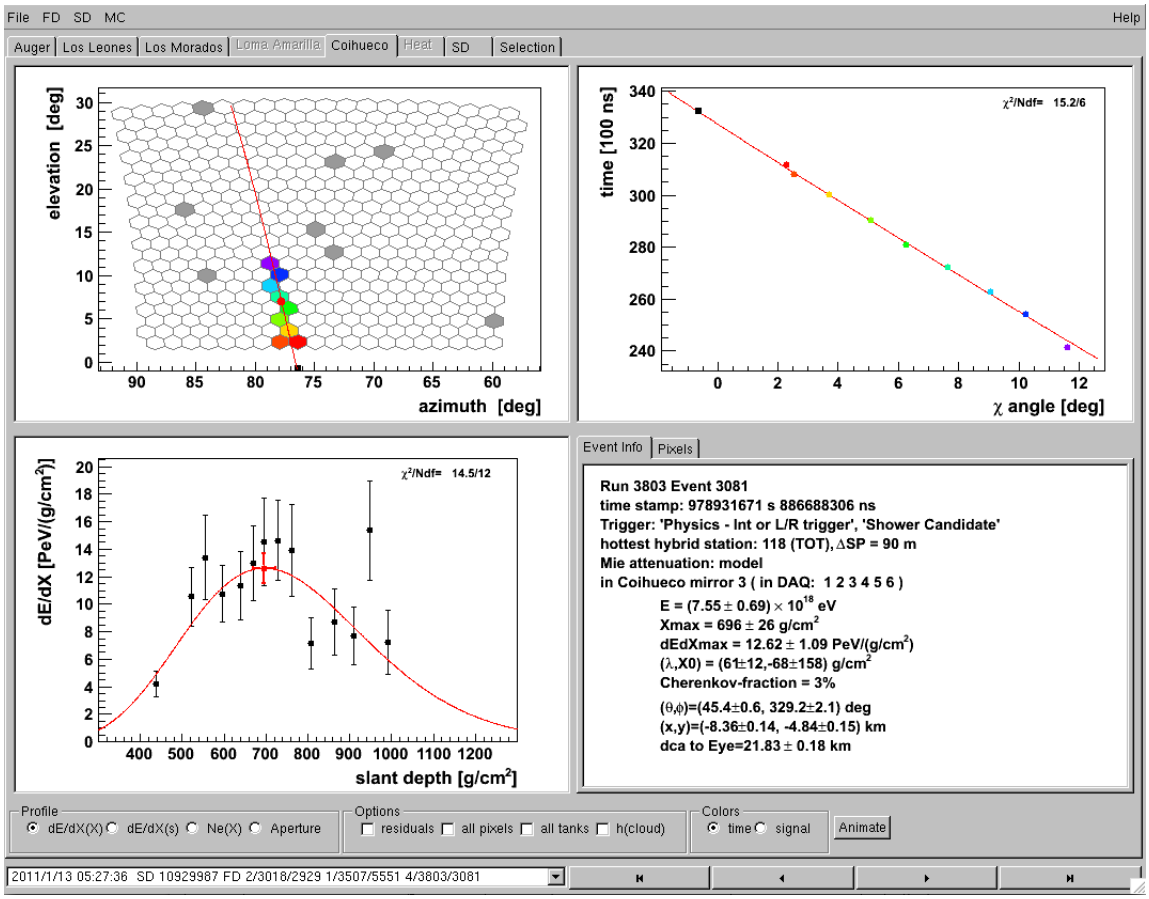


FIGURE 5.6 – *Reconstruction FD de l'événement super-hybride.*

des différences de temps théoriques $t^{\text{exp}}_{\text{A4}} - t^{\text{exp}}_{i,\text{SD}} = -(u(x_{\text{A4}} - x_{i,\text{SD}}) + v(y_{\text{A4}} - y_{i,\text{SD}}))/c$. Dans ces équations, $t^{\text{mes}}_{\text{A4}}$ est le temps de trigger de A4, $t^{\text{mes}}_{i,\text{SD}}$ est le temps de trigger de la cuve i (parmi 11 au total) du SD, participant à l'événement. Les termes x et y sont les coordonnées au sol des détecteurs, A4 ou cuves du SD. Enfin, $u = \sin\theta\cos\phi$ et $v = \sin\theta\sin\phi$ sont les cosinus directeurs de l'axe de la gerbe. Ce bon accord temporel nous met à l'abri d'une coïncidence aléatoire. A4 se trouve à 400 m de l'axe de la gerbe et le signal détecté (sans déconvolution de la réponse d'antenne) est montré dans la FIG. 5.7. Les figures dans la colonne de gauche correspondent au signal temporel dans la bande de fréquence maximale, entre 1 MHz et 500 MHz. Le signal dû à la gerbe est clairement visible un peu après le bin 1000. Les deux figures du milieu sont obtenues après filtrage dans la bande $40 - 80$ MHz. Enfin, les figures de droite sont les spectres de Fourier. Le spectre en noir est calculé dans une fenêtre en temps contenant le signal dû à la gerbe. Le spectre en rouge est calculé sur une fenêtre en temps ne contenant que du bruit. On voit bien les contributions des émissions radiophoniques AM (à basse fréquence, vers 20 MHz), de la FM (entre 80 MHz et 100 MHz) et les émissions de la télévision locale entre 200 MHz et 230 MHz. La chute de la puissance en dessous de 30 MHz pour le signal cosmique est dû à la baisse de réponse de l'antenne. Les trois figures en première ligne correspondent à la polarisation EW. La polarisation NS est en dessous. Comme nous l'avons vu précédemment (voir la discussion sur les mécanismes d'émission page 128), le mécanisme géomagnétique est dominant. Si tel est le cas, alors

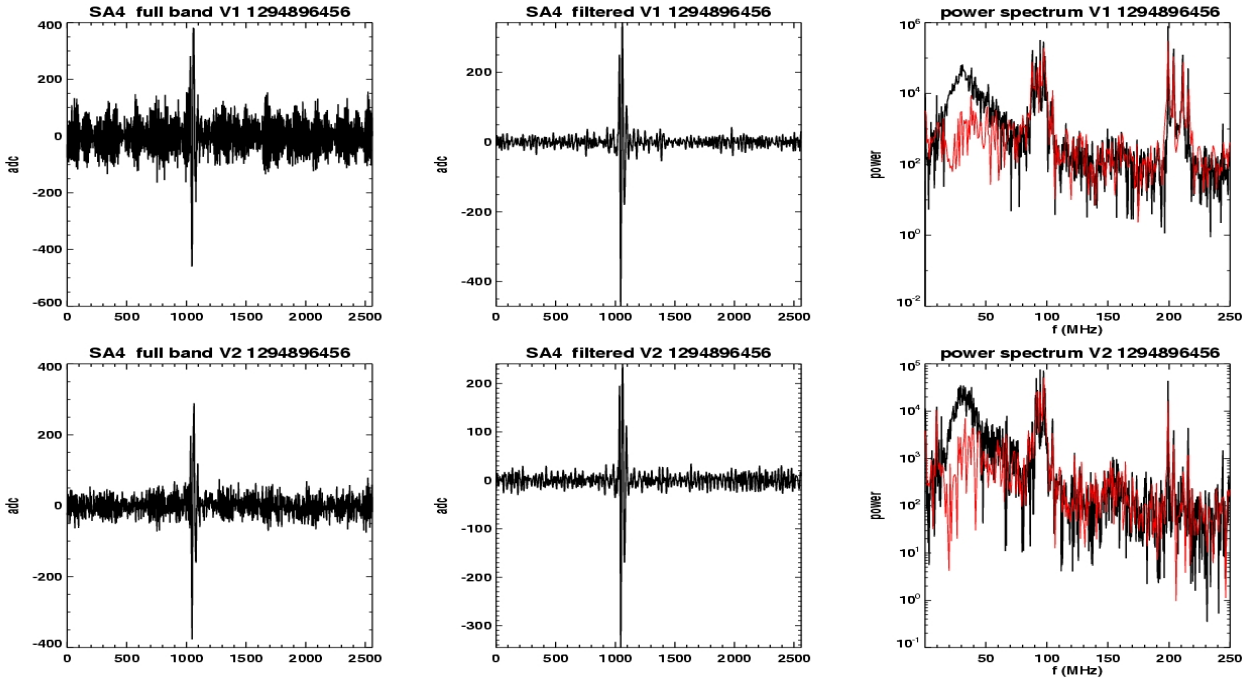


FIGURE 5.7 – *Signal radio de l'événement super-hybride.Colonne* 1 *: signal pleine bande. Colonne* 2 *: signal dans la bande* $40-80$ *MHz. Colonne* 3 *: spectres de Fourier du signal pleine bande ; en rouge, on voit la contribution du bruit seul et en noir, celle du signal dû à la gerbe. La première ligne correspond à la polarisation EW. La polarisation NS est sur la ligne du bas. Le signal transitoire signant le passage de la gerbe est très nettement visible en pleine bande et en bande filtrée. Il s'agit ici de la différence de potentiel mesurée en unités ADC, la calibration et déconvolution n'ont pas été effectuées.*

on s'attend à un rapport des champs électriques dans les deux polarisations de :

$$\frac{E_{\mathrm{EW}}}{E_{\mathrm{NS}}} = \left| \frac{(\mathbf{n}\times\mathbf{B})_{\mathrm{EW}}}{(\mathbf{n}\times\mathbf{B})_{\mathrm{NS}}} \right| = 1.258,$$

étant donnés $\mathbf{n} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$ et $\mathbf{B}$ pour le site de Malargüe. Sans même avoir à calibrer les données, les amplitudes mesurées sont de 842 unités ADC sur la voie EW et de 666 unités ADC sur la voie NS. Les rapports mesuré $842/666 = 1.264$ et théorique sont donc égaux à 0.5% près. La déviation standard du bruit dans la bande $20-80$ MHz est de $\sigma = 13$ unités ADC sur les deux voies NS et EW, ce qui signifie que le signal est à un niveau de $36\,\sigma$ et $26\,\sigma$ sur les voies EW et NS respectivement. Dans la bande $40-80$ MHz, la détection est à un niveau de $18.4\,\sigma$ et $15.1\,\sigma$ sur les voies EW et NS respectivement.

Nous avons simulé cet événement avec SELFAS en utilisant les paramètres de reconstruction du SD et du FD. Nous avons également demandé à T. Huege et M. Ludwig de le simuler avec REAS3. Le champ électrique simulé en polarisation EW par exemple est présenté dans la FIG. 5.8. Le spectre de puissance est montré dans la FIG. 5.9, en rouge pour SELFAS, en bleu pour REAS3 et en noir pour les données. Le désaccord pour des fréquences en dessous de 30 MHz est normal, cela vient du fait que le signal n'est pas déconvolué de la réponse d'antenne ce qui a pour effet de couper le spectre en dessous de cette fréquence. La normalisation des spectres simulés est fait à la main ; on voit cependant que les spectres sont quasiment identiques, notamment que la transition entre la cohérence et la non-cohérence se produit à la même fréquence de coupure, $f_c \sim 80$ MHz. La pente des spectres simulés dans la bande $30-80$ MHz est en bon accord avec la pente du spectre mesuré. On peut enfin comparer les spectres de puis-

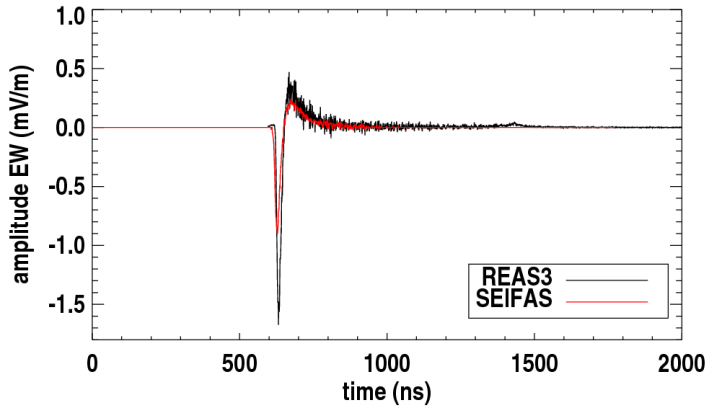
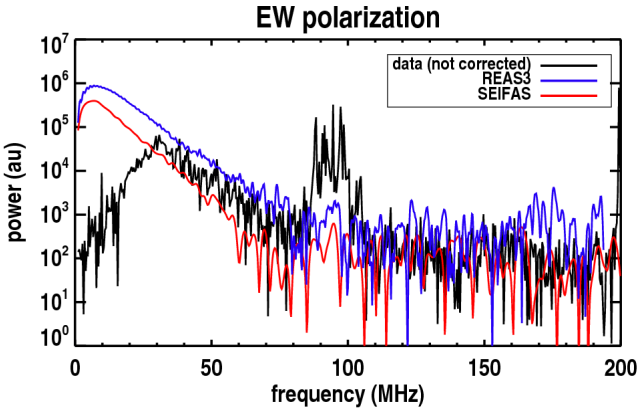
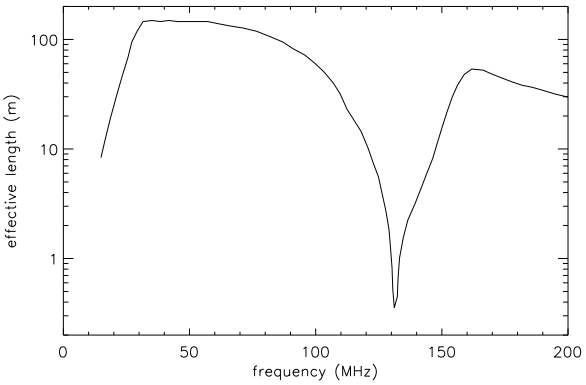


FIGURE 5.8 – *Simulation de l'événement super-hybride par SELFAS (en rouge) et REAS3 (en noir). La structure du signal est très proche entre les deux simulations. L'amplitude est un peu plus élévée pour REAS3.*



(a) *Spectres simulés et mesuré. Le spectre mesuré décroît fortement en dessous de* 30 *MHz à cause de la réponse en fréquence de l'antenne, voir la figure à droite.*



(b) *Réponse de l'antenne Butterfly. La réponse est relativement constante dans une plage de fréquence comprise entre* 30 *MHz et* 80 *MHz.*

FIGURE 5.9 – *Spectres de puissance (contenant toutes les fréquences) de l'événement super-hybride. La chute de la puissance en dessous de* 30 *MHz s'explique par la forme de la réponse fréquentielle de l'antenne utilisée.*

sance simulés avec les donnés pour les deux polarisations. La FIG. 5.10 montre le résultat obtenu avec SELFAS. La normalisation du spectre simulé a été faite à la main pour la polarisation EW mais j'ai conservé la même pour la voie NS. Nous voyons que l'accord est très bon pour les deux voies ce qui signifie que le code génère des signaux dont les spectres de Fourier ont la bonne forme relative. Dans le futur, la simulation de gerbes atmosphériques sera pratiquement systématique afin d'avoir une bonne description des données d'AERA notamment. Le fait que les auteurs des principaux codes de simulation (REAS3/CoREAS, MGRM/EVA, SELFAS et ZHAireS) soient tous membres d'Auger (et donc d'AERA) va énormément nous aider car nous pourrons comparer les résultats des simulations sur les mêmes événements. Nous avons commencé à construire une bibliothèque de gerbes atmosphériques commune, ainsi qu'un projet d'article présentant le résultat des comparaisons des codes de simulation.

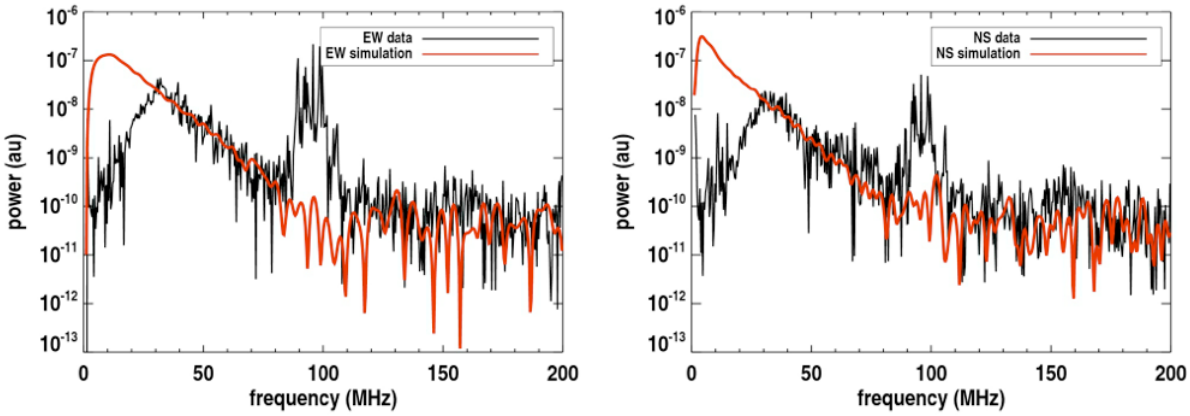


FIGURE 5.10 – *Spectres de puissance en polarisation EW et NS. La normalisation est la même pour les deux polarisations, ce qui signifie que SELFAS produit des signaux qui ont des amplitudes relatives en bon accord avec les données.*

5.4.3 Mort subite de la gerbe atmosphérique

Une refonte complète du code de SELFAS en décembre 2011 a permis un gain significatif de performances, le temps de calcul a été réduit d'un facteur 7. Le calcul de la géométrie de la gerbe a été modifié et les références de temps simplifiées. Le champ électrique est, depuis cette date-là, calculé dans chaque antenne sur un intervalle de temps plus grand. Cette modification d'intervalle de temps nous a reservé une surprise intéressante. Pour certaines gerbes (d'énergie suffisamment élevée et avec un angle zénithal pas trop grand), en plus du signal principal dû aux particules secondaires émettant un champ électrique lors du développement de la gerbe dans l'air, apparaissait un signal secondaire, très net, quelques μs après le signal principal. Nous nous sommes rendus compte de ce signal en février 2012, après avoir préparé des simulations pour le workshop "Radio Simulations for Neutrino and Cosmic Ray Detectors" que nous avons évoqué précédemment.

En étudiant plus attentivement le signal secondaire, nous nous sommes rendus compte que ce signal était décalé dans le temps par rapport à l'origine des temps d'une quantité égale à d/c où d est la distance entre l'antenne considérée et le cœur de la gerbe simulée et que son amplitude variait en $1/d$. Nous avons alors compris que ce signal provenait de la très rapide disparition des charges au moment de l'arrivée du front de gerbe sur le sol. À ce moment, la dérivée de la charge électrique du front de gerbe est très grande, c'est ce qui est à l'origine de ce signal, que nous appellerons le signal de mort subite. La structure temporelle du signal de mort subite provient de l'ensemble des particules situées à une même distance de l'observateur. On peut calculer la forme attendue du signal.

Cas d'une gerbe verticale

Pour cela, prenons par exemple le cas d'une gerbe verticale ayant son cœur en (x_c, y_c) et un observateur A placé en (x_a, y_a). Supposons que les particules qui entrent en contact avec le sol le font toutes à l'instant $t = 0$ (on néglige l'épaisseur du front de gerbe). Soit d_c la distance cœur–observateur et α l'angle sous lequel A voit le cœur de gerbe (voir FIG. 5.11). Soit M un point au sol situé à une distance r de A. En M, le nombre de particules par unité de surface est égal à la valeur de la fonction de distribution latérale $\mathcal{L}$ (LDF) en ce point, situé à une distance ρ du cœur. On calcule que

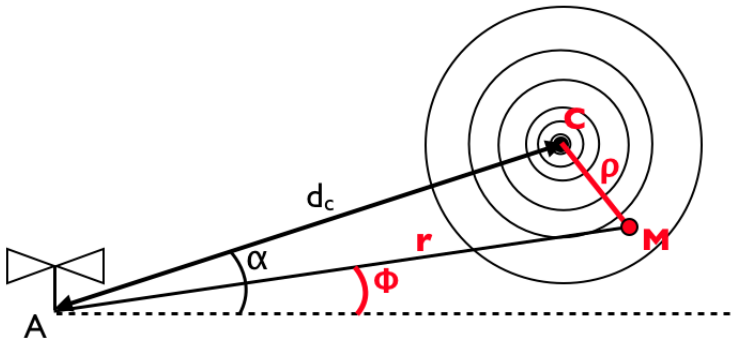


FIGURE 5.11 – *Système de coordonnées utilisé pour estimer la structure temporelle du signal de mort subite. A est la position de l'observateur et M un point du sol où le nombre de particules de la gerbe par unité de surface est donné par la LDF $\mathcal{L}(\rho)$, ρ étant la distance entre M et C, le cœur de la gerbe. Les cercles concentriques schématisent la densité de particules au sol.*

$\rho(r,\phi) = \sqrt{r^2 + d_c^2 - 2\,r\,d_c\,\cos(\alpha-\phi)}$. Le nombre de particules contenues dans une couronne $[r; r+\mathrm{d}r]$ autour de A est donné par :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}r}(r,d_c) = r\int_0^{2\pi}\mathcal{L}(\rho(r,\phi))\,\mathrm{d}\phi.$$

Ces particules émettent un signal au moment de leur disparition (à cause de la brusque variation de charge lors de l'absorption) ; ce signal atteint l'observateur à l'instant r/c, avec un $t_0 = 0$ correspondant au moment où les particules sur l'axe touchent le sol. Ce signal reçu par A à un instant r/c est proportionnel à $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}r)/r$ (décroissance en $1/r$), on peut donc prédire la structure temporelle du signal de mort subite. À titre d'illustration, au lieu de prendre un modèle de LDF, on peut simuler une gerbe verticale avec SELFAS, avec le cœur situé en $(0,0)$ et conserver les coordonnées au sol (x,y) de chaque particule qui le touche, à l'instant $t = 0$ (approximation de front de gerbe inifiniment mince). Pour un observateur donné, situé en (x_a, y_a), on peut calculer la distribution $\mathrm{d}N/\mathrm{d}r$ des distances particule au sol–observateur, ce qui fournit directement les quantités (binnées) r et $\mathrm{d}N/\mathrm{d}r$ et donc les temps r/c ainsi que le signal correspondant $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}r)/r$. Par exemple, pour une gerbe verticale simulée avec 10^6 particules (pour aller vite) et deux antennes à 300 m et 600 m à l'est du cœur, le signal attendu devrait avoir la forme présentée dans la FIG. 5.12. Comme on peut le voir dans cette figure, le champ électrique total est constitué de deux signaux remarquables. La première impulsion est le signal principal dû au développement de la gerbe, c'est le pic visible entre $t = 0$ ns et $t = 200$ ns pour les deux antennes. La seconde impulsion est celle du signal secondaire (le signal de mort subite, ou SDP pour Sudden Death Pulse) autour de $t_{\mathrm{SDP}}^{\mathrm{max}} = 1000$ ns pour l'antenne à 300 m et $t_{\mathrm{SDP}}^{\mathrm{max}} = 2000$ ns pour l'antenne à 600 m. Le signal superposé en rouge et en pointillés est le signal temporel décrit par $t = r/c, \mathcal{N}_0(\mathrm{d}N/\mathrm{d}r)/r$ où $\mathcal{N}_0$ est une constante de normalisation. Il est important de noter que dans cette figure, le facteur de normalisation est le même pour les deux antennes (il vaut 200 dans notre exemple). Une propriété importante et spécifique du signal de mort subite est que sa structure temporelle est quasiment indépendante de la distance au cœur et de l'énergie du primaire. Le spectre de Fourier de ce signal doit avoir une forme constante en fréquence, seule sa normalisation doit changer avec la distance au cœur. Ce n'est pas le cas du signal principal dont le spectre de Fourier dépend très fortement de la distance à l'axe.

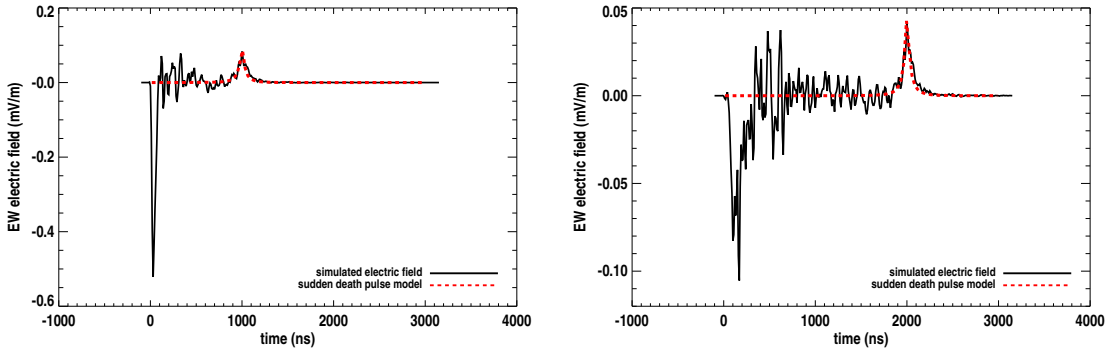


FIGURE 5.12 – *Gauche : champ électrique en polarisation EW pour un observateur situé à* 300 *m à l'est du cœur. Le signal de mort subite apparaît autour de* $t = 300/c \sim 1$ *µs. La courbe rouge est obtenue en suivant les étapes décrites dans le texte. Droite : même chose mais avec l'antenne située à* 600 *m du cœur. Le champ électrique apparaît assez bruité car le nombre de particules pris pour cet exemple d'illustration n'est que de* 10^6*. Le facteur de normalisation pour le modèle du signal de mort subite (en rouge) est le même pour les* 2 *antennes.*

Cas général

En réalité, les particules présentes dans le front de gerbe ont une distribution temporelle aléatoire due à l'épaisseur au front. De plus, si la gerbe n'est pas verticale, les particules heurtent le sol aux points $M = (x_i, y_i)$ à des instants décallés par rapport au cœur d'une quantité moyenne $t_i = -(u\,\delta x + v\,\delta y)/c$ où $u = \sin\theta\cos\phi$, $v = \sin\theta\sin\phi$, $\delta x = x - x_c$, $\delta y = y - y_c$, (x_c, y_c) étant les coordonnées du cœur C de la gerbe. On peut extraire dans SELFAS la nature des particules (e^+ ou e^-) heurtant le sol ainsi que leurs positions $\mathbf{CM} = (x_i - x_c, y_i - y_c)$ et les instants t_i de disparition dans le sol. À partir de ces quantités, on peut, comme dans le cas vertical, calculer le signal résultant pour un observateur A. Pour cet observateur situé au point de coordonnées $\mathbf{CA} = (x_a - x_c, y_a - y_c)$, la disparition dans le sol de la particule i est détectée à l'instant $t_{i,A} = t_i + ||\mathbf{AM}||/c$ et sa contribution au signal de mort subite est inversement proportionnelle à $r = ||\mathbf{AM}||$. D'après le formalisme adopté dans SELFAS, le champ électrique émis par une particule est polarisé selon le vecteur $\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}$, $\mathbf{n}$ étant le vecteur unitaire $\mathbf{MA}/||AM||$ et $\boldsymbol{\beta}$ le vecteur vitesse de la particule. Ce vecteur $\boldsymbol{\beta}$ est quasiment colinéaire à l'axe de la gerbe (la composante transverse $\boldsymbol{\beta}_\perp$ est de l'ordre de 0.04 [175]. Cette contribution est comptée positivement s'il s'agit d'un positron et négativement dans le cas d'un électron et un facteur de projection sur l'axe EW ou NS est appliqué selon la polarisation calculée. Le signal total mesuré par A s'obtient en faisant la somme des contributions de chacune des particules au sol et dans les 3 polarisations. L'article joint dans cette section détaille la caractérisation de ce signal.

Nous prédisons l'existence d'un champ électrique émis par la brusque disparition des charges de la gerbe atmosphérique au moment où elle atteint le sol. Pour que ce signal soit observable, il faut que la gerbe ne soit pas complètement éteinte au niveau du sol sur lequel se situe l'observateur. Pour une expérience donnée, les gerbes pouvant donner un signal de mort subite ont donc une énergie minimale et un angle zénithal minimal à rayon cosmique primaire fixé. Par exemple, la FIG. 5.13 montre le nombre de particules touchant le sol pour l'expérience Auger (à une altitude de 1400 m) en fonction de l'énergie du primaire (proton) et de l'angle zénithal. La figure de gauche montre le log de ce nombre de particules alors que la figure de droite donne le rapport du nombre de particules touchant le sol au nombre maximum de particules dans la gerbe (atteint pour $X = X_{\max}$). On peut ensuite caractériser l'amplitude attendue (par exemple à 100 m

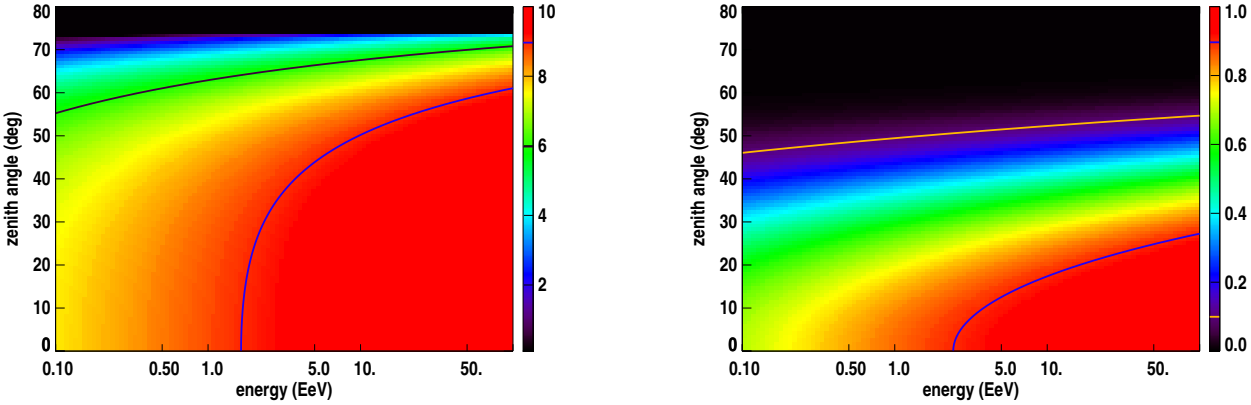


FIGURE 5.13 – *Gauche : le code couleur indique le* log *du nombre de particules touchant le sol en fonction de l'énergie du primaire et de l'angle zénithal, calculé pour Auger (altitude de* 1400 *m). Les contours correspondent à* 10^6 *et* 10^9 *particules. Droite : même chose, exprimé en rapport au nombre maximal de particules* N_{max} *présentes dans la gerbe. Les contours correspondent à* 10% *et* 90% *de* N_{max}.

à l'est du cœur, en polarisation EW) en fonction de l'énergie du primaire et de l'angle zénithal de la gerbe, $\mathcal{A}^{\mathrm{EW}}_{100\ \mathrm{m,\ est}}(E,\theta)$. Cette amplitude ne dépend que du nombre de particules au sol et c'est cette quantité qui nous sert pour calculer l'amplitude attendue en fontion de E et θ. Nous utilisons tout d'abord un lot de 7 gerbes verticales simulées d'énergie 0.1, 0.3, 1, 3, 10, 30, 100 EeV et de point de première interaction X_1 41.5, 43.2, 44.9, 46.8, 48.6, 50.8, 52.8 g.cm^{-2}. Pour chacune de ces gerbes, on calcule le profil longitudinal à partir de la paramétrisation GIL [176] donnant le nombre de particules de particules secondaires $N(X)$ dans la gerbe en fonction de la profondeur atmosphérique traversée. On obtient alors la loi entre l'amplitude $\mathcal{A}^{\mathrm{EW}}_{100\ \mathrm{m,\ est}}$ et le nombre de particules au sol :

$$\mathcal{A}^{\mathrm{EW}}_{100\ \mathrm{m,\ est}}(N) = 10^{-11.03\pm0.15} \times N^{1.052\pm0.015}\ \mathrm{mV/m},$$

où l'on a supposé une erreur de 10% sur l'amplitude, pour les 7 valeurs d'énergie utilisées ici. Il suffit ensuite, pour chaque gerbe caractérisée par (E,θ) de calculer le nombre de particules au sol N en utilisant le profil GIL et d'en déduire l'amplitude $\mathcal{A}^{\mathrm{EW}}_{100\ \mathrm{m,\ est}}$ attendue d'après la loi précédente. La FIG. 5.14 donne l'amplitude à 100 m du cœur en polarisation EW en fonction de E et de θ. Une propriété très intéressante de ce signal est qu'il donne une datation absolue à une trace temporelle d'un antenne donnée. En effet, le moment $t^{\mathrm{max}}_{\mathrm{SDP}}$ du maximum d'amplitude de ce signal correspond à la fin de la gerbe, c'est-à-dire quand la distance entre le front de la gerbe et le cœur est nulle. Si l'on assimile le front de la gerbe à une source ponctuelle se déplaçant à la vitesse de la lumière sur l'axe, on peut facilement calculer la distance source-cœur de la gerbe correspondant à un moment donné t_i de la trace. Cette correspondance est donnée par la formule suivante :

$$\ell(t_i) = \frac{c^2\Delta t_i^2 - 2c\,\Delta t_i\,||\mathbf{CA}||}{2(c\Delta t_i - ||\mathbf{CA}|| - \mathbf{CA}\cdot\mathbf{n})},\ \text{avec}\ \Delta t_i = t^{\mathrm{max}}_{\mathrm{SDP}} - t_i\ \text{et}\ \mathbf{n} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta). \tag{5.2}$$

On peut convertir cette distance entre la source et le cœur en altitude $h(t_i)$ au-dessus du niveau de la mer, en prenant en compte la courbure R_T de la Terre, cette conversion se fait via :

$$h(t_i) = \sqrt{(R_T + h + \ell(t_i))^2 - 2\,\ell(t_i)\,(R_T + h)\,(1-\cos\theta)} - R_T,$$

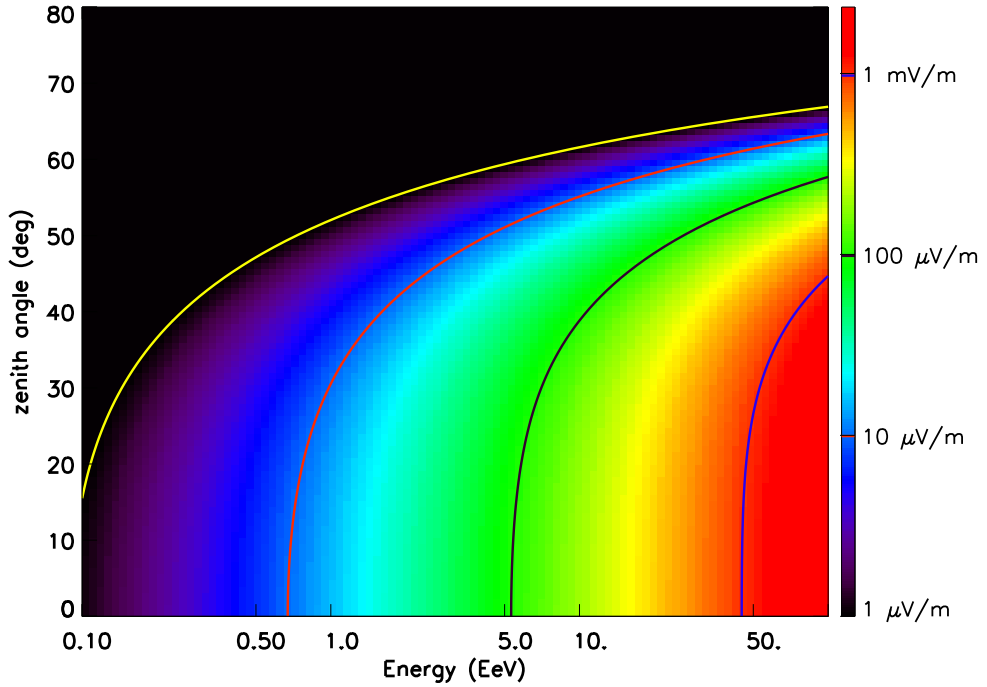


FIGURE 5.14 – *Amplitude attendue du signal de mort subite à* 100 *du cœur de la gerbe, en polarisation EW, en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal de la gerbe. Le calcul est réalisé pour le site de l'Observatoire Pierre Auger (même altitude et même champ géomagnétique).*

où h est l'altitude du lieu d'observation (et θ, l'angle zénithal bien sûr). La formule réciproque donne la distance entre le cœur et le point se trouvant à une altitude h', avec correction de la courbure de la Terre :

$$\ell = \sqrt{(R_T + h)^2 \cos^2\theta + (h' - h)(2R_T + h' + h)} - (R_T + h)\cos\theta$$

Une fois connue l'altitude $h(t_i)$ de la source, on peut calculer la profondeur atmosphérique verticale correspondante $X_V(t_i)$ en utilisant le modèle standard de l'atmosphère Terrestre [177], ainsi que la profondeur oblique en prenant en compte l'angle zénithal de la gerbe, $X = X_V / \cos\theta$. Pour une antenne donnée, il est alors possible de tracer le champ électrique en fonction de X puisque la relation est bijective entre X et t_i. La FIG. 5.15 montre le champ électrique normalisé en fonction de X pour 16 antennes espacées de 50 m entre 50 m et 800 m à l'est du cœur de la gerbe. La simulation correspond à une gerbe verticale de 1 EeV. La figure montre que le point correspondant au maximum du champ électrique tend vers une profondeur atmosphérique antérieure au moment de l'inflexion X_{inf} du profil longitudinal qui est le point de production maximale de particules dans la gerbe par g.cm^{-2}. Quand les antennes sont proches de l'axe de la gerbe, le point de production maximale correspond à des profondeurs atmosphériques bien plus grandes. Ceci provient de diverses raisons : pour une antenne proche de l'axe, les temps de réception du champ électrique sont mélangés à cause de l'influence de l'indice de réfraction de l'air. L'Eq. 5.2 ne peut plus être appliquée, la relation entre le temps dans l'antenne et la position du front de particules de la gerbe n'est plus bijective. En appliquant l'Eq. 5.2 au moment du maximum d'amplitude du pulse principal (PP) du champ électrique $t_i = t_{\text{SDP}}^{\text{max}}$ pour une antenne donnée, on peut estimer la profondeur correspondant au maximum de production de champ électrique $X_{\text{max}}^{\text{prod}}$, vu par cette antenne. Ce

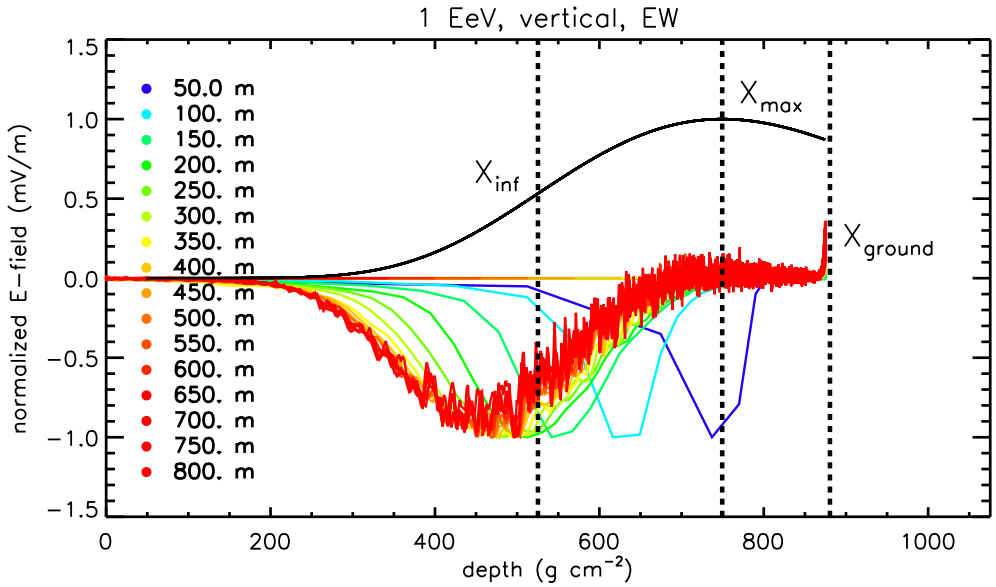


FIGURE 5.15 – *Champ électrique normalisé en fonction de la profondeur atmosphérique traversée par la gerbe. Le champ est celui émit par une gerbe verticale de* 1 *EeV, observé par* 16 *antennes situées à l'est du cœur, en polarisation EW. Pour cette gerbe, le point de développement maximal se trouve à* $X_{max} = 749\ g.cm^{-2}$*, le sol est à* $X_{ground} = 875.5\ g.cm^{-2}$ *et le point de première inflexion du profil longitudinal, compris entre* X_1 *et* X_{max} *est à* $X_{inf} = 525\ g.cm^{-2}$*. Le point correspondant au maximum du champ électrique est antérieur à* X_{inf}*, point de production maximale de particules dans la gerbe par* $g.cm^{-2}$*. Le signal de mort subite est net, il est par essence synchrone pour toutes les antennes et apparaît au niveau de* X_{ground}*.*

résultat est discuté dans l'article que nous avons soumis à Astroparticle Physics début octobre.

Pour l'anecdote, dans la FIG. 5.8, le signal de mort subite apparaît clairement entre 1400 et 1500 ns dans la trace obtenue avec le code REAS3. Au moment de cette simulation, le code SELFAS calculait le champ électrique sur une fenêtre de temps trop courte, ce qui explique l'absence de ce signal.

Version 1 as of October 4, 2012
Primary authors: Benoît Revenu and Vincent Marin
author list dated 6 September 2012

Radio emission from the air shower sudden death

V. Marin[1] and B. Revenu[1]
[1]*SUBATECH, Université de Nantes École des Mines de Nantes IN2P3-CNRS, Nantes France.*
(Dated: October 4, 2012)

We present a new mechanism for air shower radio emission due to the sudden absorption of secondary particles when the shower front hits the ground. The electrons present in excess during the air shower development imply a net residual negative charge in the shower front. We show that for showers hitting the ground before the complete extinction of their electromagnetic component, the sudden vanishing of the net residual negative charge generates an electric field contribution in the kHz—MHz range. We characterize this radio contribution as a function of primary energy, arrival direction and antenna position, using the simulation code SELFAS2. We discuss the interest of this new predicted signal on detection and analysis of ultra-high energy cosmic-rays and we argue that the region in the shower of maximum emission of the electric field should not coincide with the region of maximum development.

PACS numbers:

I. INTRODUCTION

The electromagnetic particles of air showers reaching the ground are detected by ground particles detectors such as Water Cerenkov Detector (used at the Pierre Auger Observatory for instance [1]) or plastic scintillators (used in the Telescope Array experiment for instance [2]). The measurement of their ground density allows an estimation of the core position and the primary energy. These particles should be also detectable through the electric field emitted consecutively to their sudden absorption in the ground. We propose in this paper a complete characterization of this signal using simulations. We use the code SELFAS2 [3], where each secondary electron and positron of the shower front is considered as a moving source. The total electric field emitted by the complete shower at any observation point $\boldsymbol{x}$, is obtained after superposition of all individual contributions. Considering only the radiative part of the field (we neglect the first term of Eq. (17) in [3]), the total field detected by an observer located at $\boldsymbol{x}$ and at time t is given by:

$$\boldsymbol{E}_{tot}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c}\frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N_t} q_i(t_{\rm ret})\left[\frac{\boldsymbol{n}_i-\boldsymbol{\beta_i}}{R_i(1-\eta\boldsymbol{\beta}_i.\boldsymbol{n}_i)}\right]_{\rm ret} \quad (1)$$

where η is the air refractive index, $\boldsymbol{n}_i$ and R_i are the line of sight and the distance between the observer and the particle i, $\boldsymbol{\beta}_i$ the velocity of this particle and q_i its electric charge. The summation is done over the total number N_t of particles that emitted an electric field detected by the observer at time t. All these quantities are evaluated at the retarded time $t_{\rm ret}$, related to the observer's time t through:

$$t = t_{\rm ret} + \frac{\eta\, R_i(t_{\rm ret})}{c}. \quad (2)$$

The Earth's magnetic field induces a systematic opposite drift of electrons and positrons during the shower development; this generates a residual current $\boldsymbol{j}_\perp = q\,c\,\boldsymbol{\beta}_\perp^{e^\pm}$ perpendicular to the shower axis. The variation of this current with the number of particles creates the main electric field contribution, in the MHz range. In addition, the charge excess variation due to positrons annihilation and knock-on electrons during the air shower development (Askaryan effect in air [4]) gives a secondary contribution to the total electric field, also in the MHz range (see [3] for a complete description). Experimental evidence for this specific contribution can be found in [5, 6]. Finally, the air refractive index alters the radio signal for observers located close to the shower axis (less than 200 m for a vertical shower, see [7]). The resulting electric field generated during the shower development in the atmosphere creates the principal pulse (PP), as already observed since years by several experiments such as CODALEMA [8, 9], LOPES [10, 11] or AERA [12] for instance. Since the last decade, the convergence of various experimental results and various theoretical approaches shows that the mechanism of the radio signal emitted by the shower during its development in the atmosphere is quite well understood.

We suggest a new mechanism generating a clear radio signal due to the absorption of the shower front when reaching the ground. In this paper, we first describe the mechanisms at the source of this electric field. Then, we present the characteristics of this signal using simulated showers with SELFAS2, in both time and frequency domains. The dependence with the arrival direction, energy

of the primary cosmic ray and the relative position of the observer with respect to the shower core is discussed. Finally, we discuss the importance of this new predicted signal in the field of ultra-high energy cosmic rays.

II. SUDDEN DEATH RADIO EMISSION

Depending on the air shower characteristics and on the altitude of the observation site, the number of secondary particles reaching the ground $N(X_{\rm grd})$ can vary strongly. For a given ground altitude, $N(X_{\rm grd})$ mainly depends on:

- the energy of the primary cosmic ray inducing the cascade in the atmosphere;
- the air shower arrival direction (zenith angle);
- the first interaction length X_1 of the primary cosmic ray;
- the nature of the primary cosmic ray.

Fig. 1 (top) shows the number of particles reaching the ground as a function of arrival direction, for showers induced by proton and iron nuclei of various energies. The corresponding longitudinal profiles are presented in Fig. 1 (bottom). The maximum number of particles $N_{\rm max}$ in the shower is obtained, by definition, at the depth of maximum development $X_{\rm max}$. We see that for a primary energy above 10^{18} eV (1 EeV) and for arrival directions $\theta \leqslant 50°$, $N(X_{\rm grd})$ is not negligible with respect to $N_{\rm max}$ ($N(X_{\rm grd})/N_{\rm max} \geqslant 10\%$).

A large majority of secondary electrons and positrons (at least 97%) for $X \geqslant X_{\rm max}$, have an energy smaller than 1 GeV (see [17]). Consequently, when the shower front hits the ground, the secondary electrons and positrons are stopped on a distance smaller than 1 m at 1 GeV in a silicon medium [18], similiar to the ground at the Auger site. The radiation of electrons and positrons under ground level is strongly attenuated by the small conductivity of this medium: $\sigma^{\rm max}_{\rm ground} = 8.10^{-3}$ S/m at 80 MHz [19], implying a complete attenuation of the radiation after a few centimeters.

The very fast absorption of these particles — we call this phenomenon the sudden death (SD) of the shower — is at the origin of the emission of an electric field through various mechanisms:

- the sudden disappearance of the net negative charge in the shower front generated by secondary electrons in excess, and the corresponding longitudinal current;
- the sudden disappearance of the transverse current due to systematic opposite drift of electrons and positrons in the geomagnetic field;

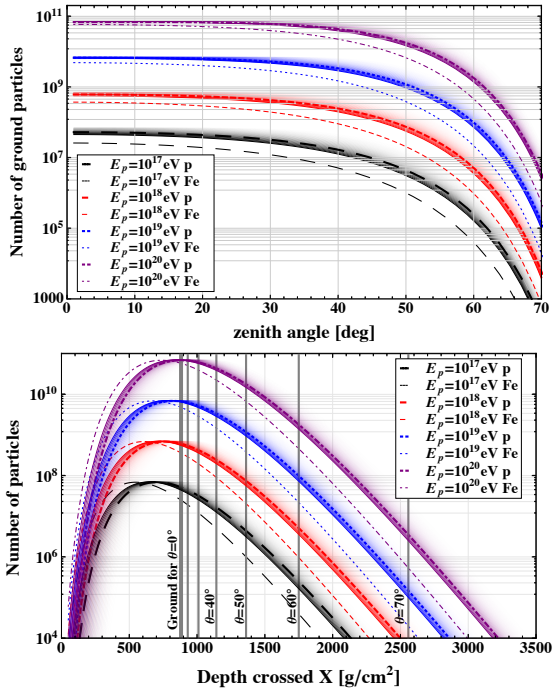


FIG. 1: Top: number of particles reaching the ground $N(X_{\rm grd})$ as a function of zenith angle, for showers initiated by proton and iron nuclei of various energies, computed for an altitude of 1400 m corresponding to the Auger site. The Greisen-Iljina-Linsley parameterization [13, 14] of the longitudinal profile is used to estimate $N(X_{\rm grd})$. The different lines (solid, dotted, dashed...) represent the number of ground particles, obtained for showers with a value of X_1 set to the mean value $< X_1(E, A) >$ according to the primary energy and mass (using the QGSJET cross section extrapolations [15, 16]). The fluctuation of X_1 implies a fluctuation on $N(X_{\rm grd})$, represented by the variable color intensity. More intense means more probable. Bottom: corresponding longitudinal profiles. The vertical gray lines represent the depth crossed by the shower until it reaches the ground, depending on the value of the zenith angle θ.

- the asymetry in the ground distribution of electrons and positrons, induced by the charge separation.

This electric field is emitted by a region close to the shower core. An observer will detect the signal at a time $\sim d/c$ after the impact on the ground, where d is the distance to the shower core. The electric field emitted during the development of the shower in the atmosphere creates the PP as discussed in the introduction, which is detected before this sudden death pulse (SDP). The time interval between the PP and the SDP depends on the geometry (the air shower arrival direction and the antenna position with respect to the ground shower core) but also on the instant of the maximum of emission during the air shower development.

In the next section, we quantify and study in details the SDP using the simulation.

III. DESCRIPTION OF THE PULSE

Example of vertical simulated showers

We ran simulations of proton-induced vertical showers falling at the origin of the coordinate system for energies $0.1, 0.3, 1, 3, 10, 30, 100$ EeV with the code SELFAS2 for 48 antennas located between 100 m and 800 m by steps of 50 m at the geographic east, west and north of the shower core and one antenna located at the origin. The ground level is set at 1400 m and we consider the geomagnetic field measured at the Pierre Auger Observatory. The first interaction point (X_1) at a given energy is extracted from the QGSJET data as in Fig. 1, and is taken as a function of energy as $52.8, 50.8, 48.6, 46.8, 44.9, 43.2, 41.5$ g cm^{-2}, respectively. The electric field received by each antenna as a function of time is calculated in the EW, north-south (NS) and vertical (V) polarizations. The observer's origin of time $t = 0$ corresponds to the time when the shower axis hits the ground at the core position $(0, 0, 1400)$.

Figs. 2 and 3 presents the EW and V electric fields, respectively, as a function of time at 500 m and 600 m at the east of the shower core.

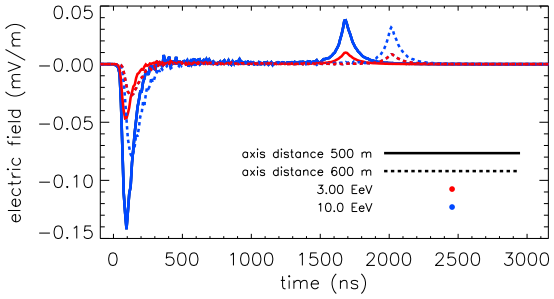


FIG. 2: EW electric field vs time for two antennas located at 500 m and 600 m at the east of the shower core, for vertical showers at 3 and 10 EeV.

The PP due to the various mechanisms generating the electric field in the shower during the development in the atmosphere is clearly visible at the beginning of the trace, with a maximum amplitude occuring at a time close to 100 ns in this example. The SDP appears at roughly 1600 ns and 2000 ns for antennas located at 500 m and 600 m of the shower core, respectively. Note that in this example, no SDP is visible in the NS polarization for these antennas located at the east of the shower axis. This means that the SD electric field lies in the vertical plane containing the shower axis and the observation point, in agreement with an electric field aligned with $\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}$ (see Eq. 1). For a vertical shower, an observer measuring only the electric field in the horizontal plane will reconstruct a radial polarization pattern, in agreement with Eq. 1 which predicts a radial polarization pattern in the horizontal plane when the shower is vertical ($\boldsymbol{\beta} \sim -\mathbf{z}$). We checked that the contribution to the SDP is dominated by the excess of negative charge in the shower.

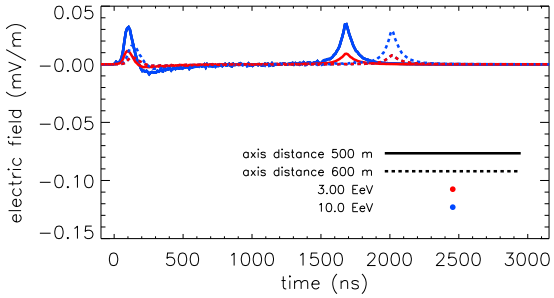


FIG. 3: Same as Fig. 2 for the V polarization.

Time structure of the SDP

From the simulation, the time interval between the time origin and the time $t_{\rm SDP}^{\rm max}$ when the SDP reaches its maximum value is simply given by $\delta t = d/c$, in agreement with the hypothesis that the SDP is due to the disappearance of secondary particles when hitting the ground. This result is also verified for all antennas used in this simulation.

We can infer the shape of the SDP. For that, we describe the shower front as a macroscopic spatial charge density defined by $\mathcal{Q}(x, y, z, t_{\rm ret})$. This function describes the thickness and lateral spread of the shower front. Before reaching the ground, the time variation of $\mathcal{Q}$ due to the evolution of the number of particles in the shower is small compared to the charge variation induced by the sudden absorption of the particles in the ground, which is a quasi instantaneous event. The time derivative of a decreasing charge to zero explains why the SDP is monopolar, as seen in Figs 2 and 3. When the shower front hits the ground, the observer sees the shower front disappearing at the speed of light. The duration of the complete absorption in the ground depends on the inclination of the shower, on its curvature and its thickness. The thickness of the shower front (≈ 2 m) is negligible compared to the size of the lateral extension (Molière radius ≈ 100 m), so that we expect that the time structure of the SDP

is mainly due to the lateral spread of the shower front. The SDP time structure provides an image of the particle ground footprint. For this reason, the shape of the pulse should be predicted quite easily by simple geometrical considerations. Two equivalent points of view can be adopted to model the shape of the SDP.

Analytical description using the LDF, for a vertical shower

Let's first consider the case of a vertical shower where the ground particles density (per unit area) is well described by a symetric lateral distribution function (LDF) $\mathcal{L}(\rho)$, where ρ is the distance to the shower axis. The shower core is located at the position (x_c, y_c) and the observer at the position (x_a, y_a). We call d_c the distance between the shower core and the observer and α the angle under which the observer in A sees the shower core (see Fig.4). Let M be a point on the ground located at a distance r from A. At M, the particle density is given by the value of the LDF at this point, at a distance $\rho(r,\phi) = \sqrt{r^2 + d_c^2 - 2rd_c\cos(\alpha-\phi)}$ from the shower core. The number of particles around A in the interval $[r; r+\mathrm{d}r]$ is given by:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}r}(r, d_c) = r\int_0^{2\pi} \mathcal{L}(\rho(r,\phi))\,\mathrm{d}\phi \qquad (3)$$

According to Eq. 1, the particles located in the interval

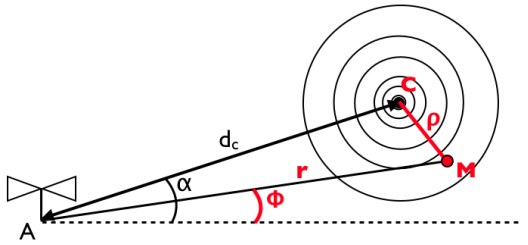


FIG. 4: System of coordinate used to estimate the time structure of the SDP. A is the observer position and M a point on the ground where the particle density is given by the LDF $\mathcal{L}(\rho)$, ρ which is the distance between M and the ground shower core.

$[r; r+\mathrm{d}r]$ create an electric field $E_{\mathrm{SDP}}(t_A)$ observed by A proportional to $1/r$, detected at the time $t_A = r/c$:

$$E_{\mathrm{SDP}}(t_A = r/c) \propto \left[\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}r}(r, d_c)\right]_{\mathrm{ret}} = \int_0^{2\pi} \mathcal{L}(\rho(r,\phi))\,\mathrm{d}\phi\cdot \qquad (4)$$

Using the Greisen lateral distribution function $\mathcal{L}(\rho)$ given in [20] at the ground level, we show the result obtained in Fig. 5 in the case of a vertical shower. The absolute amplitude of the analytic SDP model is fitted to the simulated SDP obtained at 200 m and the same factor is used for the antenna located at 400 m from the shower core. The analytical model reproduces very well the time structure and the relative amplitude of the SDP.

Description using the ground particles distribution

The analytical model can be extended to inclined showers, provided we know the actual LDF, including the asymetries due to the shower inclination: the LDF depends on ρ but also on the relative position around the core. A more direct method to compute the expected SDP for inclined showers, is to use directly the information provided by the simulation. In the simulation, we record the time and ground position $(t_i, x_i, y_i, z_i = 1400\ \mathrm{m})$ of each simulated particle i hitting the ground. We assume that these particles have the same velocity parallel to the shower axis $\boldsymbol{\beta}$. According to Eq. 1, a given ground particle i located at the point M of coordinates $(t_i, x_i, y_i, z_i = 1400\ \mathrm{m})$ creates an electric field at the position A proportional to $(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})/R_i$ where $R_i = ||\boldsymbol{MA}||$ and $\mathbf{n} = \boldsymbol{MA}/R_i$. This signal is detected by the observer at the time $t_i^A = t_i + R_i/c$. For this observer, the total signal detected in the time interval $[t_i^A; t_i^A + \delta t[$ is the summation of all contributions of the ground particles verifying $t_i^A \leqslant t_i + R_i/c < t_i^A + \delta t$. This simple modelization of the SDP can be compared to the result of the simulation. In Fig. 5 we show the simulated electric field for two antennas located at 200 m and 400 m at the east of the shower axis for a vertical shower of 1 EeV. In Fig.6, we show the same analysis for an inclined shower coming from the north-east ($\theta = 30°$, $\phi = 45°$) in the NS polarization for two antennas at the north of the shower core, located at 168 m and 475 m, respectively (axis distances 157 m and 445 m). We see that the agreement is very good. For a given simulated shower (either vertical or inclined as shown in Figs 5 and 6), the absolute amplitude of the SDP model is fitted to the simulated SDP and the same factor is used for all antennas corresponding to this shower. This means that the model reproduces correctly both the time structure and the relative amplitude of this signal.

For a given antenna, Fig. 7 shows that the model predicts correctly the SDP in the three polarizations. The data presented here correspond to the simulated electric field computed at 268 m at the east of the shower core, for an inclined shower $\theta = 30°$ coming from the north-east, at 1 EeV. The SDP model is computed for the three polarizations and the same normalization factor is used, this confirms that the SDP pulse is well described by an electric field along $\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}$.

SDP amplitude characterization

In this section we characterize the SDP amplitude $\mathcal{A}$ as a function of energy and core distance. We estimate

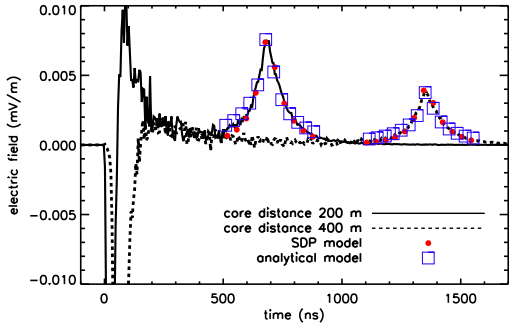


FIG. 5: SDP model applied to a vertical shower at 1 EeV using two antennas in the EW polarization at 200 m and 400 m at the east of the shower core. The red dots are the predicted SDP using the model based on the ground particles distribution provided by the simulation. The blue squares correspond to the SDP predicted using the analytical Greisen formula for the LDF. In both cases, the SDP is very well reproduced.

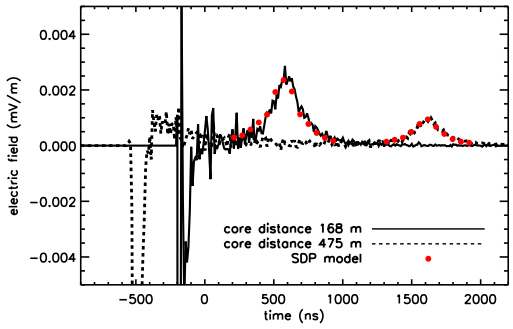


FIG. 6: SDP model applied to an inclined shower at 1 EeV coming from the north-east ($\theta = 30°$, $\phi = 45°$) using two antennas in the NS polarization at 157 m and 445 m from the axis. The antennas are located at the east of the shower core, at 168 m and 475 m respectively.

the amplitude by fitting the SDP with the function:

$$\mathrm{SDP}(t) = \mathcal{A} \exp\left(-\frac{|t - t^{\max}_{\mathrm{SDP}}|}{\tau_{\pm}}\right) \qquad (5)$$

where $t^{\max}_{\mathrm{SDP}}$ is the time when the SDP reaches its maximum value and $\tau_{\pm}$ is a time constant which can take different values on the two intervals $t \leqslant t^{\max}_{\mathrm{SDP}}$ and $t > t^{\max}_{\mathrm{SDP}}$.

Vertical case

Fig. 8 presents the dependence of $\mathcal{A}$ with the primary energy, for observers located at different core distances, at the east of the shower axis. The depence is almost

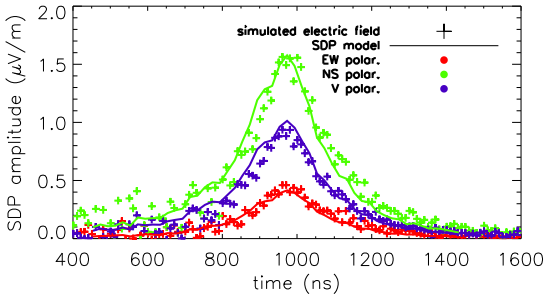


FIG. 7: SDP model applied to the three polarizations of a single antenna located at 268 m at the east of the shower core. The same normalization factor is used for the three polarizations. The shower is coming from $\theta = 30°$, $\phi = 45°$, the primary energy is 1 EeV.

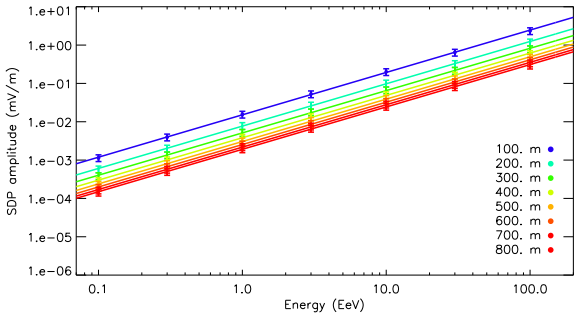


FIG. 8: SDP amplitude in the EW polarization as a function of energy for different core distances. The amplitude varies almost linearly with the energy.

linear. Fig. 9 presents the dependence of $\mathcal{A}$ with core distance, at different energies. We see that $\mathcal{A}$ scales as the inverse of the core distance, proving the radiative nature of the SD emission as inferred in the previous section. We can finally propose a complete parameterization of the SDP amplitude $\mathcal{A}$ as a function of energy and core distance:

$$\mathcal{A}^{\mathrm{pol}}_{\mathrm{SDP}}(E, d) = \mathcal{A}^{\mathrm{pol}}_{\mathrm{norm}} \left(\frac{100\ \mathrm{m}}{d}\right) \left(\frac{E}{1\ \mathrm{EeV}}\right)^{1.1} \mu\mathrm{V\,m^{-1}} \qquad (6)$$

the factor $\mathcal{A}^{\mathrm{pol}}_{\mathrm{norm}}$ being the normalized amplitude in a given polarisation ("pol" being EW, NS or V) at 1 EeV and a reference core distance of 100 m. For instance, in the EW polarization for observers at the east of the shower axis, $\mathcal{A}^{\mathrm{EW}}_{\mathrm{norm}} = 15.6\ \mu\mathrm{V\,m^{-1}}$. We find the same order of amplitude for antennas at the west of the shower core in the EW polarization and at the north in the NS polarization. Note that the SDP amplitude is relatively higher in the V polarization than in the horizontal polar-

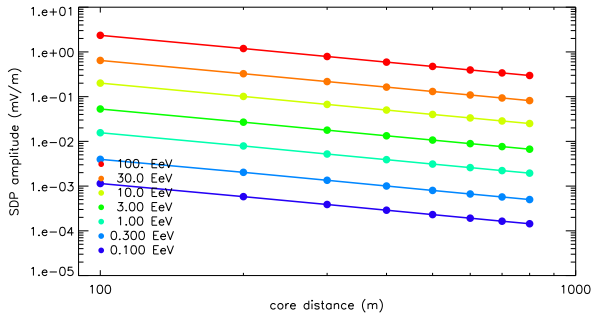


FIG. 9: SDP amplitude in the EW polarization as a function of core distance for different energies. The amplitude scales as $1/d$.

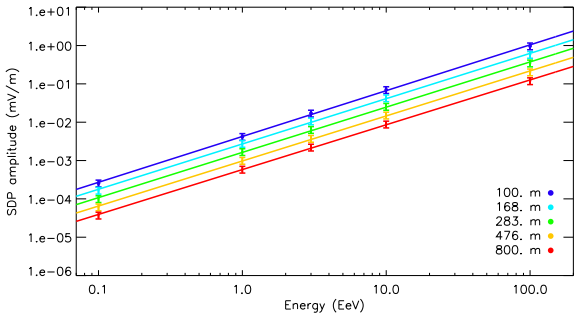


FIG. 10: SDP amplitude in the NS polarization as a function of energy for different core distances. The antennas are located at the north of the shower core. The SDP amplitude varies almost linearly with the energy. This case corresponds to an inclined shower of energy 1 EeV, with $\theta = 30°$ and $\phi = 45°$.

izations when compared to the PP amplitude. At fixed energy, the SDP amplitude decreases less slowly than the PP amplitude so that the ratio of the amplitudes SDP/PP can even be greater than 1 (but at energies above 20 EeV for horizontal polarizations).

Inclined case

At fixed energy, first interaction point and primary cosmic ray, the number of particles reaching the ground is maximum when the shower is vertical (see Fig. 1). Therefore, we expect a smaller amplitude for inclined showers. The amplitude scales in the same way as vertical showers (see Eq. 6), in both energy and core distance; the reference amplitude at 1 EeV for a core distance of 100 m is of the order of 5 μV/m for a zenith angle of 30°. Fig. 10 presents the variation of the SDP amplitude $\mathcal{A}$ for an inclined shower with $\theta = 30°$, $\phi = 45°$, as a function of energy for different core distances.

Frequency domain

Contrarily to the time structure of the PP, that of the SDP does not depend on the primary energy nor on the distance to the shower core as can be seen in Figs. 2 and 3. Only the amplitude is affected by these parameters. Therefore, we expect the shape of the power spectral density (PSD) to be similar at all core distances and all energies as a function of frequency, the only difference being the normalization of the PSD. Fig. 11 presents the PSD of the PP for a primary energy of 1 EeV and core distances varying from 100 m to 800 m. We observe, as already predicted by several simulation codes, that the PP PSD is coherent up to a certain frequency depending on the axis distance of the observer. This is not the case for the SDP since we observe that its PSD is coherent up

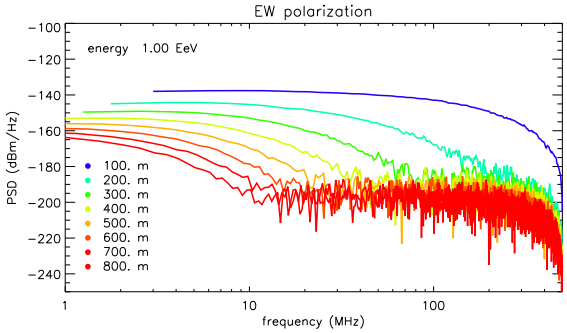


FIG. 11: PSD of the PP in the EW polarization for different core distances located at the east of the shower axis. This PSD corresponds to a vertical shower of energy 1 EeV.

to a frequency of ~ 20 MHz whatever the core distance is, as can be seen in Fig. 12.

DISCUSSION AND CONCLUSION

We have characterized the electric field produced by the secondary $e^{\pm}$ when they reach the ground. The amplitude of this signal in the horizontal polarization, is of the order of 15 μV/m at 100 m of the shower core for a vertical shower, and a primary energy of 1 EeV. The amplitude scales quasi-linearly with the energy and decreases as $1/d$, where d is the distance between the shower core and the observer. The SDP amplitude depends on the distance to the shower core, contrarily to the PP due to the secondary $e^{\pm}$ during the shower development, which strongly depends on the distance to the shower axis. The polarization is oriented along the

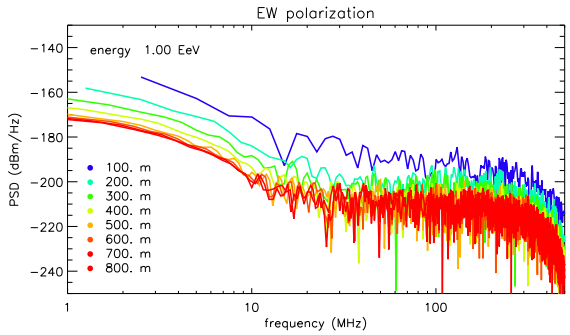


FIG. 12: PSD of the SDP in the EW polarization for different core distances located at the east of the shower axis. This PSD corresponds to a vertical shower of energy 1 EeV.

vector $\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}$, where $\mathbf{n}$ is the normalized vector between the shower core and the observer position and $\boldsymbol{\beta}$ can be taken as the shower axis direction. The signal exists if the number of $e^{\pm}$ in the shower at the ground level is high enough: for a given observation site, the condition to observe the SDP depends on the zenith angle and primary energy of the shower. Fig. 13 presents the expected SDP amplitude at 100 m at the east of the shower core, in the EW polarization, as a function of zenith angle and energy. We assumed proton-initiated showers with the first interaction point X_1 set to the average value extracted from QGSJET data as a function of primary energy. At the Pierre Auger Observatory site for instance,

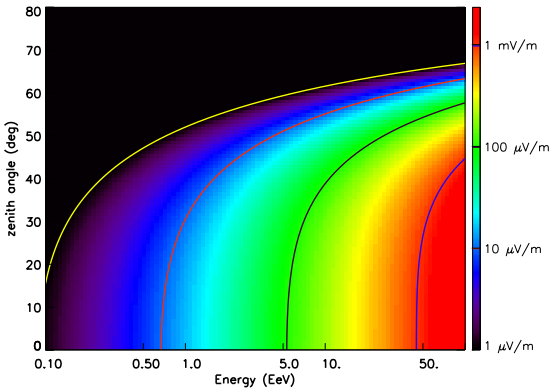


FIG. 13: Expected amplitude of the SDP at 100 m at the east of the shower core, in the EW polarization, as a function of primary energy and zenith angle, computed for the site of the Pierre Auger Observatory.

the ground altitude of 1400 m implies that a total of $\sim 10^9$ $e^{\pm}$ can reach the ground for a vertical shower of 1 EeV. The SDP power spectral density is important at relatively low frequencies, below 20 MHz. If we are able to detect a signal at these frequencies, then it would be quite simple to trigger on actual cosmic rays because any trace having two pulses separated by some μs could be an excellent candidate. This would be a very specific signature of cosmic rays and would help a lot in discarding background events. The SDP is expected to arrive at the observer location at a delayed time d/c with respect to the core time. The core is therefore located on a circle centered on the observer position and of radius d/c. Using the information from several detectors, the shower core is at the intersection of the corresponding circles. The SDP amplitude is proportionnal to the total number of secondary $e^{\pm}$ and also reflects their complete ground distribution (see Eq. 4), contrarily to particle detectors that sample at specific locations this ground distribution. Experimentally, one should be interested in recording the electric field over a duration greater than some μs to be able to observe the SDP (up to ~ 3 μs after the impact time at 1 km from the shower core). The antennas used should be also sensitive to horizontal directions.

Because the SDP is generated by the end of the shower, its detection provides an absolute timing of the shower in the trace recorded by an antenna. For antennas not too close from the shower axis (because the effect of the air refractive index is important close to the shower axis), we expect a one-to-one correspondence [7] between the time in the antenna trace and the position of the source in the shower. This bijective relation can be established by simple geometrical considerations, if we assume that the shower front is point-like and moves at the speed of light c. Let t_i be the time of the bin i in the time trace and $t_{\rm SDP}^{\rm max}$ the time of the maximum amplitude of the SDP. The time $t_{\rm SDP}^{\rm max}$ corresponds to the end of the shower development, so that t_i corresponds to the instant when the shower front was at a distance $\ell(t_i)$ from the shower core, along the shower axis, given by:

$$\ell(t_i) = \frac{c^2\Delta t_i^2 - 2c\,\Delta t_i\,||\boldsymbol{AC}||}{2(c\Delta t_i - ||\boldsymbol{AC}|| + \boldsymbol{AC}\cdot\boldsymbol{u})}, \qquad (7)$$

where $\Delta t_i = t_{\rm SDP}^{\rm max} - t_i$, $\boldsymbol{AC}$ is the vector from the antenna position A to the shower core C and $\boldsymbol{u}$ is the unit vector aligned with the shower axis $(\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$. If we consider the particular time bin corresponding to the maximum amplitude of the PP, $t_i = t_{\rm PP}^{\rm max}$, we can estimate the position $\ell_{\rm max}^{\rm prod} = \ell(t_{\rm PP}^{\rm max})$ along the shower axis corresponding to the maximum production of electric field, for this antenna. We finally compute the corresponding altitude above sea level $z_{\rm max}^{\rm prod}$ taking into account the Earth's curvature, and we finally obtain the associated depth $X_{\rm max}^{\rm prod}$, assuming the US standard model for the atmosphere [21]. Fig. 14 shows the estimation of $X_{\rm max}^{\rm prod}$ as a function of the distance to the shower core, for antennas located at the east, west and north of the core, for a vertical shower at 1 EeV. The error

bars were computed by Monte-Carlo assuming an error on $\Delta t = t^{\max}_{\rm SDP} - t^{\max}_{\rm PP}$ varying linearly from 10 ns at 100 m of the shower core up to 20 ns at 1000 m of the shower core. In this figure, we see two important characteristics:

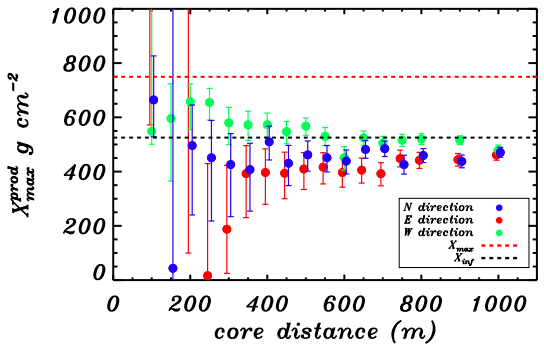


FIG. 14: Estimation of $X^{\rm prod}_{\rm max}$ as a function of the distance to the shower core, for antennas located at the east, west and north of the core. The red dashed line indicates the $X_{\rm max} = 749$ g cm^{-2} for this vertical simulated shower at 1 EeV. The black dashed line, indicate the depth corresponding to the first inflexion point of the longitudinal profile, $X_{\rm inf} = 525$ g cm^{-2}.

a convergence of the $X^{\rm prod}_{\rm max}$ estimation with increasing core distances and a systematic offset between the tree curves corresponding to antennas located at the north (blue), east (red) and west (green) of the shower core. The convergence can be explained by the fact that for an antenna close to the shower axis, the air refractive index generates a time dispersion of the signal which destroys the one-to-one correspondence between the time in the antenna trace and the corresponding source position in the shower ($t_{\rm ret}$ is a non-monotonic function of t, see [7]). In that case, the relation given in Eq. 7 used to estimate $X^{\rm prod}_{\rm max}$ cannot be applied and the estimation of the $X^{\rm prod}_{\rm max}$ is not valid. When the axis distance increases, the relation between $t_{\rm ret}$ and t becomes monotonic and Eq. 7 can be used to estimate $X^{\rm prod}_{\rm max}$. The systematic offset between the three directions north, east and west is due the systematic difference in the position in the time trace of the PP. In this example of a vertical shower at 1 EeV with the geomagnetic field of the Pierre Auger Observatory site, the PP is systematically delayed for antennas located at the west of the shower axis with respect to antennas located at the north and east of the shower axis: $t^{\max}_{\rm PP,west} > t^{\max}_{\rm PP,east,north}$ at a fixed core distance. The reason for that is the following: the two main mechanisms at the origin of the PP (respectively charge excess and transverse current variation during the shower development) produce two electric fields $\boldsymbol{E_n}$ (aligned along $\boldsymbol{n}$) and $\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{\beta}^{e^\pm}_\perp}$ (aligned along $\boldsymbol{\beta}^{e^\pm}_\perp$) that interfer constructively or destructively following the antenna position with respect to the shower axis and to the geomagnetic field. In the configuration adopted in this paper, the interference is destructive at the west of the shower core, constructive at the east of the shower core, implying a systematic relative time shift between the time of maximum of the PP amplitudes between antennas located at the east and west of the shower core. This explains the systematic shift to higher values of $X^{\rm prod}_{\rm max}$ for antennas at the west of the shower core. Fig. 14 clearly shows that the $X^{\rm prod}_{\rm max}$ is not in agreement with the depth $X_{\rm max}$ where the number of particles in the shower is maximum. The maximum of radio emission is close to the depth $X_{\rm inf}$ at which the production rate of particles in the shower per g cm^{-2} is maximum (it corresponds to the first inflexion point of the longitudinal profile, $[{\rm d}N/{\rm d}X]_{X_{\rm inf}} = 0$).

[1] I. Allekotte et al. (Pierre Auger Collaboration), Nucl.Instrum.Meth. **A586**, 409 (2008), 0712.2832.

[2] T. Abu-Zayyad, R. Aida, M. Allen, R. Anderson, R. Azuma, E. Barcikowski, J. Belz, D. Bergman, S. Blake, R. Cady, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **689**, 87 (2012), ISSN 0168-9002, URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212005931`.

[3] V. Marin and B. Revenu, Astroparticle Physics **35**, 733 (2012), ISSN 0927-6505.

[4] G. Askaryan, J. Exp. Theor. Phy. **21**, 658 (1962).

[5] H. Schoorlemmer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **662, Supplement 1**, S134 (2012), ISSN 0168-9002.

[6] V. Marin and the CODALEMA Collaboration, in *proceedings of the 32th ICRC, Beijing, China* (ICRC, 2011).

[7] K. D. de Vries, A. M. van den Berg, O. Scholten, and K. Werner, Phys. Rev. Lett. **107**, 061101 (2011).

[8] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, et al., Nucl.Instrum.Meth. **A555**, 148 (2005).

[9] D. Ardouin, A. Bellétoile, C. Berat, D. Breton, D. Charrier, et al., Astropart.Phys. **31**, 192 (2009), 0901.4502.

[10] H. Falcke et al., Nature **435**, 313 (2005).

[11] T. Huege and others (The LOPES Collaboration), NIMA **662, Supplement 1**, S72 (2012), ISSN 0168-9002.

[12] P. Abreu et al. (Pierre Auger Collaboration), in *proceedings of the 32nd ICRC, Beijing, China* (2011), 1107.4807.

[13] O. C. et a, In Proc. of 27th ICRC 2001 p. 498 (2001).

[14] B. R. et K. Greisen, Reviews of Modern Physics **13**, 240 (1941).

[15] S. Ostapchenko, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements **151**, 143 (2006), ISSN 0920-5632.

[16] D. Heck, *Corsika* (2001), URL `http://www-ik.fzk.de/corsika/`.

[17] S. Lafèbre, R. Engel, H. Falcke, J. Hörandel, T. Huege, J. Kuijpers, and R. Ulrich, Astropart. Phys. **31**, 243 (2009).

[18] M. Z. M.J. Berger, J.S. Coursey and J. Chang, *Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium*

ions, http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm/.
[19] W. G. Fano and V. Trainotti, in *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, edited by IEEE (2001), pp. 75–78.
[20] K. Greisen, Annual Review of Nuclear Science **10**, 63 (1960).
[21] S. Sciutto (1999), astro-ph/9911331.

Conclusion du chapitre

L'effort de simulation, au niveau international, commence à porter ses fruits. Les codes de simulation fournissent des résultats qui deviennent très proches mais nous n'avons pas encore atteint un niveau de similitude suffisant, quelques écarts importants subsistent, notamment pour la description du champ électrique au voisinage de l'axe (à moins de 150 m), où la contribution Cherenkov est la plus importante. SELFAS fait désormais partie du paysage mondial en simulation de champ issu des gerbes, c'est un code en open source. L'exploitation du code ne fait que commencer et le lien entre le champ électrique et le rayon cosmique primaire devrait être rapidement établi. Le signal caractéristique de la mort subite de la gerbe est aussi une nouveauté, que nous allons vite publier, et qui peut avoir un rôle important dans le design d'expériences futures en radiodétection. En effet, la présence d'un signal secondaire quelques centaines de ns ou de quelques μs (selon la distance observateur-cœur) après le signal principal est une signature très forte du passage d'une gerbe et permet donc d'optimiser la façon de déclencher les détecteurs radio. De plus, la structure temporelle du signal de mort subite étant a priori comprise et correctement modélisée, son étude permet de contraindre fortement la géométrie de la gerbe (direction de l'axe et position du cœur). Une méthode d'estimation du point correspondant à l'émission maximale de champ électrique $X_{\mathrm{max}}^{\mathrm{prod}}$ est proposée et nous allons la tester rapidement sur les données. Un résultat préliminaire important et nouveau est que $X_{\mathrm{max}}^{\mathrm{prod}}$ se situe bien plus tôt que X_{max}.

Conclusion générale

Dans ce document, nous avons vu que le mystère entourant l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie est toujours bien présent. Le voile s'est cependant un peu levé depuis les résultats concordants des expériences HiRes, Auger et TA concernant l'observation d'une coupure dans le spectre en énergie, autour de 40 EeV. Il reste a progresser sur la recherche de sources (avoir une statistique plus importante) et surtout, sur l'identification du rayon cosmique primaire. En l'état actuel, il est à craindre qu'Auger et TA (HiRes est terminée) ne puissent pas dans un avenir proche résoudre de façon indiscutable le problème de la détermination de la nature du primaire. C'est en partie pour cela que des techniques complémentaires sont ajoutées sur ces expériences. Sur Auger par exemple, AMIGA est composé de détecteurs de muons enterrés parmi les cuves du détecteur de surface. AMIGA n'est sensible qu'à la composante muonique de la gerbe, ce qui est particulièrement intéressant pour séparer la contribution muonique de la composante électromagnétique de la gerbe, ce qui permettra d'apporter d'importantes contraintes sur la nature du primaire. Une autre piste est l'exploitation du signal radio, allant du MHz au GHz. Dans cette HDR, je n'ai abordé que la partie MHz, la partie GHz étant encore dans une phase de R&D.

Les 3 et 4 septembre 2012, s'est tenu le "Finance Board" d'Auger, à Nova Gorica, pour discuter notamment de l'après 2015 dans Auger (car Auger est financé statutairement jusqu'en 2015). Le Finance Board demande à ce que la collaboration Auger fournisse d'ici juin 2013 sa feuille de route pour le futur, avec les propositions relatives aux améliorations à venir du détecteur. La pression est donc forte sur le domaine de la radio (aussi bien MHz que GHz) et en particulier, je pense que notre groupe doit mettre l'accent sur la caractérisation de l'influence du primaire sur le champ électrique mesuré via le code SELFAS. Nous avons les compétences pour mener à bien cette tâche mais également accès à toutes les données nécessaires, qu'elles proviennent de RAugerII, AERA, CODALEMAII ou de sa version autonome en réseau élargi CODALEMAIII.

Curriculum vitæ

Bibliographie

[1] X. Bertou. *L'Observatoire Pierre Auger Vers la détection de Photons et Neutrinos à Ultra-Haute Énergie ?* PhD thesis, Université Paris VII, November, 28 2001. (Cité page 1.)

[2] J. Blümer, R. Engel, and J.R. Hörandel. Cosmic Rays from the knee to the highest energies. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 63 :293–338, 2009. (Cité pages 8 et 11.)

[3] T. Antoni et al. *Astropart. Phys.*, 24(1), 2005. (Cité page 10.)

[4] K. Kotera. *Sources énergétiques, champs magnétiques extra-galactiques, astroparticules : énigmes astrophysiques vues par les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.* PhD thesis, Université Paris VI, 2009. (Cité page 10.)

[5] K. Greisen. *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, 1966. (Cité page 12.)

[6] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 4(114), 1966. (Cité page 12.)

[7] D. Allard. Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays. *arXiv :1111.3290 submitted to Astropart. Phys.*, November 2011. (Cité pages 12, 13 et 15.)

[8] J. Abraham et al. Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astropart.Phys.*, 31 :399–406, 2009. (Cité page 12.)

[9] The Pierre Auger Collaboration. Search for point-like sources of ultra-high energy neutrinos at the Pierre Auger Observatory and improved limit on the diffuse flux of tau neutrinos. *ApJL*, 755 :L4, August 2012. (Cité pages 12 et 104.)

[10] T. M. Kneiske, T. Bretz, K. Mannheim, and D. H. Hartmann. Implications of cosmological gamma-ray absorption. II. Modification of gamma-ray spectra. *A&A*, 413 :807–815, January 2004. (Cité page 13.)

[11] P Sokolsky and G B Thomson. Highest energy cosmic-rays and results from the hires experiment. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 34(11) :R401, 2007. (Cité page 14.)

[12] V. S. Berezinskii and S. I. Grigor'eva. A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum. *A&A*, 199 :1–12, June 1988. (Cité page 14.)

[13] J. S. Levinger. The High Energy Nuclear Photoeffect. *Phys. Rev.*, 84 :43–51, Oct 1951. (Cité page 14.)

[14] C.E. Roos and V.Z. Peterson. Photodissociation of Complex Nuclei at Energies Between the Mesonic Threshold and 1150 MeV. *Phys. Rev.*, 124 :1610, 1961. (Cité page 14.)

[15] P. K. Job and J. Alderman. Neutron Fluence Estimates Inside the APS Storage Ring During Normal Operation. Argonne National Laboratory, April 2002. (Cité page 15.)

[16] K. Kotera and A. V. Olinto. The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 49 :119–153, 2011. (Cité page 16.)

[17] P.G. Tinyakov and I.I. Tkachev. *JETP Lett.*, 74 :445–448, 2001. (Cité page 16.)

[18] Vincent Marin. Thèse sous ma direction, entre septembre 2008 et décembre 2011, SUBATECH, Université de Nantes. (Cité pages 18, 43 et 103.)

[19] R. Ellsworth, T. Gaisser, T. Stanev, and G. Yodh. *Phys. Rev. D.*, 26(336), 1982. (Cité page 21.)

[20] R. Baltrusaitis, G. Cassiday, J. Elbert, P. Gerhardy, S. Ko, E. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, and D. Steck. *Phys. Rev. Lett.*, 52(1380), 1984. (Cité page 21.)

[21] Pedro Abreu et al. Measurement of the proton-air cross-section at $\sqrt{s} = 57$ TeV with the Pierre Auger Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 109 :062002, 2012. (Cité page 21.)

[22] M.-P. Véron-Cetty and P. Véron. *A&A*, 455(773), 2006. (Cité page 22.)

[23] J. Abraham et al. Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 318 :938–943, 2007. (Cité page 23.)

[24] P. Abreu et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astropart.Phys.*, 34 :314–326, 2010. (Cité page 23.)

[25] The Telescope Array Collaboration. Search for anisotropy of ultra-high energy cosmic rays with the Telescope Array Experiment. In *proceedings of the 32nd ICRC, Beijing, China*, number arXiv :1205.5984v1, 2011. (Cité page 23.)

[26] P. Abreu et al. A search for anisotropy in the arrival directions of ultra high energy cosmic rays recorded at the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, 1204 :040, 2012. (Cité page 23.)

[27] M. Lemoine and E. Waxman. Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies. *JCAP*, 11 :9, nov 2009. (Cité page 24.)

[28] P. Abreu et al. Anisotropy and chemical composition of ultra-high energy cosmic rays using arrival directions measured by the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, 1106 :022, 2011. (Cité page 24.)

[29] P. Abreu et al. Search for First Harmonic Modulation in the Right Ascension Distribution of Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory. *Astropart.Phys.*, 34 :627–639, 2011. (Cité page 25.)

[30] D. J. Fegan. Detection of elusive Radio and Optical emission from Cosmic-ray showers in the 1960s. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 662 Supplement 1(arXiv :1104.2403v1) :S2–S11, 2012. (Cité pages 25 et 28.)

[31] A. A. Watson. The discovery of Cherenkov radiation and its use in the detection of extensive air showers. In *Cosmic Ray International Seminar on 100 years of Cosmic Rays : from Pioneering Experiments to Physics in Space*, number `http://arxiv.org/pdf/1101.4535.pdf`, 2012. (Cité page 26.)

[32] L. Thompson. The discovery of air-Cherenkov radiation, July-August 2012. (Cité page 26.)

[33] W. Galbraith and J.V. Jelley. *Nature*, 171(349), 1953. (Cité page 26.)

[34] G.A. Askaryan. *J. Exp. Theor. Phy.*, 21 :658, 1962. (Cité pages 26 et 129.)

[35] J.V. Jelley, J.H. Fruin, N.A. Porter, T.C. Weekes, F.G. Smith, and R.A. Porter. Radio pulses from extensive air showers. *Nature*, 205 :327–328, 1965. (Cité page 27.)

[36] N. A. Porter, B. McBreen, and T. C. Weekes. *Phys. Lett.*, 19(415), 1965. (Cité page 27.)

[37] N. A. Porter, C. D. Long, B. McBreen, D. J. B. Murnaghan, and T. C. Weekes. *Phys. Lett.*, 19(415), 1965. (Cité page 27.)

[38] J. V. Jelley, W. N. Charman, J. H. Fruin, F. G. Smith, R. A. Porter, N. A. Porter, T. C. Weekes, and B. McBreen. *Nuovo Cimento*, 46(649), 1966. (Cité page 27.)

[39] I. A. Borzhkovskii, V. D. Volovik, V. I. Kobizskoy, and E. S. Shmatko. *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 3(118), 1967. (Cité page 27.)

[40] H. R. Allan and J. K. Jones. *Nature*, 212(129), 1966. (Cité page 27.)

[41] P. R. Barker, W. E. Hazen, and A. Z. Hendel. *Phys. Rev. Lett*, 18(51), 1967. (Cité page 27.)

[42] S. N. Vernov, A. E. Abrosimov, V. D. Volovik, V. I. Zalyubovskii, and G. B. Khristiansen. *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 5(126), 1967. (Cité page 27.)

[43] J. R. Prescott, G. G. C. Pallumbo, J. A. Galt, and C. H. Costain. *Canad. J. Phys.*, 46(246), 1968. (Cité page 27.)

[44] B. McBreen, E. P. O'Mongain, N. A. Porter, and P. J. Slevin. *Phys. Lett.*, 23(677), 1966. (Cité page 27.)

[45] W. N. Charman, J. H. Fruin, J. V. Jelley, R. A. Porter, and F. G. Smith. *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys.*, 53(88), 1967. (Cité page 27.)

[46] W. N. Charman, J. H. Fruin, and J. V. Jelley. *Canad. J. Phys.*, 46(220), 1968. (Cité page 27.)

[47] R. A. Porter, F. G. Smith, and W. S. Torbitt. *Nature*, 213(1107), 1967. (Cité page 27.)

[48] D. J. Fegan, B. McBreen, E. P. O'Mongain, N. A. Porter, and P. J. Slevin. *Canad. J. Phys.*, 46(250), 1968. (Cité page 27.)

[49] W.E. Hazen, A.Z. Hendel, H. Smith, , and R.J. Castle. Coincident radio pulses. In *Proc. of the VIth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia*, pages 504–514, 19-24 July 1970. (Cité page 27.)

[50] W.E. Hazen, A.Z. Hendel, and H. Smith. Simultaneous Observation at Three Frequencies of Radio Pulses at Chacaltaya. In *Proc. of the VIth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia*, pages 515–519, 19-24 July 1970. (Cité page 27.)

[51] W.E. Hazen, A.Z. Hendel, H. Smith, and J. Shah. Lateral Distribution of Radio Pulses at Chacaltaya. In *Proc. of the VIth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia*, pages 520–526, 19-24 July 1970. (Cité page 27.)

[52] J.H. Hough and J.D. Prescott. Mechanisms for radio signals associated with extensive air showers. In *Proc. of the VIth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia*, pages 527–538, 19-24 July 1970. (Cité page 27.)

[53] C. Castagnoli, P.L. Ghia, F. Gomez, and P. Trivero. Measurements of L.F. - M.F. Radio Pulses from E.A.S. at Gran Sasso (2000 m a.s.l.). In The Institute for Advanced Studies, editor, *Proc. of the 22nd ICRC, Dublin, Ireland*, volume 4, page 363, 11-23 August 1991. (Cité page 27.)

[54] C. Castagnoli, P.L. Ghia, F. Gomez, and P. Trivero. Self-triggering Radio Antennas for Extensive Air Shower Detection. In *Proc. 23rd ICRC, Calgary, Alberta, Canada*, 19-30 July 1993. (Cité page 27.)

[55] D. J. Fegan and P. J. Slevin. *Nature*, 217(440), 1968. (Cité page 27.)

[56] R. E. Spencer. *Nature*, 222(460), 1969. (Cité page 27.)

[57] R. Clay. Private communication, February 2012. (Cité page 28.)

[58] D. J. Fegan. Private communication, August 2012. (Cité page 28.)

[59] R. E. Spencer. Private communication, August 2012. (Cité page 28.)

[60] F.D. Kahn and I. Lerche. *Proc. Roy. Soc. A*, 289 :206, 1966. (Cité pages 27 et 128.)

[61] S. A. Colgate. *J. Geophys. Res.*, 19(4896), 1967. (Cité page 27.)

[62] H. R. Allan. *Canad. J. Phys.*, 46(234), 1968. (Cité page 27.)

[63] W. N. Charman. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30(195), 1968. (Cité page 27.)

[64] H. R. Allan. *Progress in elementary particle and cosmic ray physics*. North Holland, 1971. (Cité page 27.)

[65] B. Revenu. HE cosmic rays (ground-based) experiments in the MHz domain. In *Radio Simulations for Neutrino and Cosmic Ray Detectors*. Ohio State University, February 2012. (Cité page 29.)

[66] B. Revenu. Overview of MHz air shower radio experiments and results. In *ARENA*, June 2012. (Cité pages 29 et 31.)

[67] A. Bellétoile. alors à SUBATECH. (Cité page 29.)

[68] F. Haddad. alors dans le groupe astro de SUBATECH. (Cité page 29.)

[69] J. Lamblin. alors à SUBATECH. (Cité page 29.)

[70] J. Lamblin and the CODALEMA Collaboration. Radiodetection of astronomical phenomena in the cosmic ray dedicated CODALEMA experiment. In *proceedings of the 30th ICRC, Mérida, Mexico*, 2007. (Cité page 29.)

[71] The LOPES Collaboration. Experimental evidence for the sensitivity of the air-shower radio signal to the longitudinal shower development. *Phys. Rev. D.*, 85(071101(R)) :arXiv :1203.3971, 2012. (Cité pages 29 et 32.)

[72] N. Palmieri and The LOPES Collaboration. Determination of energy and Xmax using LOPES LDF. In *ARENA*, June 2012. (Cité page 30.)

[73] C. Glaser. Energy Estimation for Cosmic Rays Measured with the Auger Engineering Radio Array. In *ARENA*, June 2012. (Cité page 31.)

[74] B. Revenu, V. Marin, and the SUBATECH group. The first platinium event : FD, SD and radio. Technical Report GAP-2011-050, SUBATECH, 2011. (Cité page 33.)

[75] R. Pesce and The Pierre Auger Collaboration. Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory : an update. In *proceedings of the 32nd ICRC, Beijing, China*, number HE1.3 1160. ICRC, 2011. (Cité page 39.)

[76] O. Ravel. SUBATECH. (Cité page 41.)

[77] J. Lamblin, O. Ravel, and C. Medina. Radio background measurements at the Pierre Auger Observatory. Technical Report GAP-2005-042, SUBATECH, Tandar Laboratory, 2005. (Cité page 41.)

[78] Y. Desplanches. à l'APC en 2006. (Cité page 41.)

[79] L. Guglielmi. APC. (Cité page 41.)

[80] J. Chauvin. LPSC, Grenoble. (Cité page 41.)

[81] D. Lebrun. LPSC, Grenoble. (Cité page 41.)

[82] C. Rivière. alors au LPSC, Grenoble. (Cité page 41.)

[83] P. Stassi. LPSC, Grenoble. (Cité page 41.)

[84] R. Dallier. SUBATECH. (Cité page 41.)

[85] S. Acounis. SUBATECH. (Cité page 41.)

[86] L.-M. Rigalleau. SUBATECH. (Cité page 41.)

[87] D. Charrier. SUBATECH. (Cité page 41.)

[88] S. Acounis et al. First detection of radio signals from cosmic ray air showers with a self triggered, fully autonomous system. Technical Report GAP-2007-130, 2007. (Cité page 41.)

[89] B. Revenu and the CODALEMA Collaboration. Design and performance of a fully autonomous antenna for radio detection of extensive air showers. In *proceedings of the 30th ICRC, Mérida, Mexico*, 2007. (Cité page 41.)

[90] C. Fabrice. Nançay. (Cité page 43.)

[91] N. Gautherot. Besançon. (Cité page 43.)

[92] S. Fresneau. SUBATECH. (Cité page 43.)

[93] Y. Bortoli. SUBATECH. (Cité page 43.)

[94] H. Carduner. SUBATECH. (Cité page 43.)

[95] F. Meyer. Besançon. (Cité page 43.)

[96] E. Plaige. LAL. (Cité page 43.)

[97] D. Breton. LAL. (Cité page 43.)

[98] P. Lautridou. SUBATECH. (Cité page 43.)

[99] J.-L. Béney. SUBATECH. (Cité page 43.)

[100] L. Martin. SUBATECH. (Cité page 43.)

[101] T. Garçon. Thèse soutenue en décembre 2010, SUBATECH, Université de Nantes. (Cité page 43.)

[102] D. Charrier, R. Dallier, L. Martin, and B. Revenu. Radio spectrum measurements at Auger. Technical Report GAP-2010-004, SUBATECH, 2010. (Cité page 44.)

[103] P. W. Gorham, N. G. Lehtinen, G. S. Varner, J. J. Beatty, A. Connolly, P. Chen, M. E. Conde, W. Gai, C. Hast, C. L. Hebert, C. Miki, R. Konecny, J. Kowalski, J. Ng, J. G. Power, K. Reil, L. Ruckman, D. Saltzberg, B. T. Stokes, and D. Walz. Observations of microwave continuum emission from air shower plasmas. *Phys. Rev. D*, 78 :032007, Aug 2008. (Cité page 47.)

[104] R. Engel. GHz detection activities for air showers : Experiments, accelerator measurements, theory. In *ARENA*, June 2012. (Cité page 47.)

[105] Martin Lemoine and Benoît Revenu. Relativistic Fermi acceleration with shock compressed turbulence. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 366 :635–644, 2006. (Cité page 49.)

[106] Martin Lemoine, Guy Pelletier, and Benoît Revenu. On the efficiency of Fermi acceleration at relativistic shocks. *Astrophys.J.*, 645 :L129–L132, 2006. (Cité page 49.)

[107] Andrei Bykov, Neil Gehrels, Henric Krawczynski, Martin Lemoine, Guy Pelletier, and Martin Pohl. Particle acceleration in relativistic outflows. *Space Science Reviews*, pages 1–31, 2012. (Cité page 69.)

[108] J. Abraham et al. Atmospheric effects on extensive air showers observed with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory. *Astropart.Phys.*, 32 :89–99, 2009. (Cité pages 73 et 86.)

[109] F. Écaille. Base de données SQL pour les données du SD. Stage de maîtrise, sous ma direction, Université de Marne-la-Vallée, IAP, Avril-Juin 2003. (Cité page 76.)

[110] M.-A. Euzen. Reconstruction des gerbes atmosphériques dans le cadre de l'expérience pierre auger (fit elliptique des empreintes au sol). Stage de L3, sous ma direction, magistère Paris VII, IAP, Juillet 2004. (Cité page 76.)

[111] P. Bernat. Distribution des temps d'arrivées des gerbes dans auger. Stage de L3, sous ma direction, magistère Paris VII, IAP, 2005. (Cité page 76.)

[112] The Pierre Auger Collaboration. The Anisotropy Search Program For the Pierre Auger Observatory. In *proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba, Japan*, 2003. (Cité page 80.)

[113] B. Rouillé d'Orfeuil. *Recherche de sources et d'anisotropies dans le rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie au sein de la collaboration Auger*. PhD thesis, Université Paris VII, Juin 2007. (Cité page 81.)

[114] E. Armengaud. *Propagation et distribution sur le ciel des rayons cosmiques d'ultra haute énergie dans le cadre de l'Observatoire Pierre Auger*. PhD thesis, Université Paris VII, Mai 2006. (Cité page 81.)

[115] P. Abreu et al. The effect of the geomagnetic field on cosmic ray energy estimates and large scale anisotropy searches on data from the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, 1111 :022, 2011. (Cité page 86.)

[116] B. Rouillé d'Orfeuil, J. Ch. Hamilton, and B. Revenu. Comparison of the coverage estimation methods in the presence of anisotropies and acceptance effects. Technical Report GAP-2005-083, IAP/APC, 2005. (Cité page 87.)

[117] O. Deligny, E. Armengaud, T. Beau, P. Da Silva, J. Ch. Hamilton, C. Lachaud, A. Letessier Selvon, and B. Revenu. Sensibility of the Pierre Auger Observatory to large scale anisotropies. *JCAP*, 0410 :008, 2004. (Cité page 88.)

[118] Benoît Revenu. Search for localized excess fluxes in Auger sky maps and prescription results. In Tata Institute for Fundamental Research, editor, *proceedings of the 29th ICRC, Pune, India*, volume 7, pages 75–78, August 2005. (Cité page 88.)

[119] A.Voors. `http://home.ict.nl/~arivoors/`. (Cité page 97.)

[120] W. G. Fano and V. Trainotti. Dielectric Properties of Soils. In IEEE, editor, *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pages 75–78, 2001. (Cité page 100.)

[121] Site d'Information de l'Aviation Civile. `http://www.sia.aviation-civile.gouv.fr/`. (Cité page 100.)

[122] S. Arrieu. DGAC. (Cité page 100.)

[123] D. Richard. DGAC. (Cité page 100.)

[124] R. Cahuzac. DGAC. (Cité page 100.)

[125] H. Renouf. DGAC. (Cité page 100.)

[126] Adrien Loiret. Étude de la résolution angulaire du réseau d'antennes de CODALEMA à l'aide de données RADAR. Stage de M1, sous ma direction, SUBATECH, Université de Nantes, 2011. (Cité page 100.)

[127] Jennifer Maller. Stage de M2, 2011 et thèse sous ma direction depuis septembre 2011, SUBATECH, Université de Nantes. (Cité pages 100 et 114.)

[128] J. Maller and B. Revenu. Validity area of spheric reconstruction. note interne, SUBATECH, May 2011. (Cité page 102.)

[129] A. Rebai. En cours de thèse à SUBATECH, Université de Nantes. (Cité page 102.)

[130] A. Rebai, T. Salhi, P. Lautridou, and O. Ravel. Ill-posedness formulation of the emission source localization in the radio-detection experiments of extensive air showers. *submitted to Astropart. Phys.*, (arXiv :1208.3539), August 2012. (Cité page 102.)

[131] Anthony Auzizeau. Stage de M1 sous ma direction, SUBATECH, Université de Nantes, Janvier 2009. (Cité page 103.)

[132] V. Marin, R. Dallier, and B. Revenu. Analysis of the global behavior of the CLF autonomous radio stations. Understanding electric field and weather effects. Technical Report GAP-2009-124, SUBATECH, 2009. (Cité page 103.)

[133] T. Garçon and B. Revenu. RaugerI : étude des coïncidences des runs 836 et 979. note interne, SUBATECH, Avril 2008. (Cité page 104.)

[134] T. Gousset, J. Lamblin, and S. Valcarès. Radioelectric fields from cosmic-ray air showers at large impact parameters. *Astropart. Phys.*, 31(1) :52, 2009. (Cité pages 104 et 196.)

[135] D. Ardouin and C. Carloganu and D. Charrier and Q. Gou and H. Hu and L. Kai and P. Lautridou, O. Martineau-Huynh and V. Niess and O. Ravel and T. Saugrin and X. Wu and J. Zhang and Y. Zhang and M. Zhao and Y. Zheng. The TIANSHAN Radio Experiment for Neutrino Detection. *Astropart. Phys.*, 34 :717–731, 2011. (Cité page 104.)

[136] M. Erdmann et al. A novel method of selecting cosmic ray candidates from self-triggered AERA events. Technical Report GAP2011-108, 2011. (Cité page 106.)

[137] A. Schmidt. PhD thesis. (Cité page 106.)

[138] D. Torres Machado. En cours de thèse à SUBATECH, Université de Nantes. (Cité page 114.)

[139] C. Rivière and the CODALEMA Collaboration. Radio emission of extensive air shower at CODALEMA : Polarization of the radio emission along the v*B vector. In *proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland*, volume arXiv :0906.2720, 2009. (Cité page 128.)

[140] Benoît Revenu. Evidence for a geomagnetic effect in the CODALEMA radio data. In *proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland*, 2009. (Cité page 128.)

[141] Benoît Revenu. Autonomous detection and analysis of radio emission from air showers at the Pierre Auger Observatory. In *proceedings of the 32th ICRC, Beijing, China*. ICRC, 2011. (Cité pages 128, 129 et 137.)

[142] B. Revenu, the Pierre Auger Collaboration, and the CODALEMA Collaboration. Radiodetection of cosmic air showers with autonomous radio detectors installed at the pierre auger observatory. In *proceedings of the ARENA conference, Roma, Italy*, 2008. (Cité page 128.)

[143] Benoît Revenu. Radio detection of cosmic ray air showers by the RAuger experiment, a fully autonomous and self-triggered system installed at the Pierre Auger Observatory. *Nucl.Instrum.Meth.*, A662 :S130–S133, 2012. Proceedings of the ARENA 2010 Conference, Nantes. (Cité page 128.)

[144] D. Ardouin, A. Belletoile, C. Berat, D. Breton, D. Charrier, et al. Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by CODALEMA. *Astropart.Phys.*, 31(3) :192–200, 2009. (Cité pages 129 et 137.)

[145] H. Schoorlemmer. Results from polarization studies of radio signals induced by cosmic rays at the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in*

Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 662, Supplement 1(0) :S134 – S137, 2012. <ce :title>4th International workshop on Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities</ce :title>. (Cité page 129.)

[146] V. Marin and the CODALEMA Collaboration. Charge excess signature in the CODALEMA data. Interpretation with SELFAS2. In *proceedings of the 32th ICRC, Beijing, China*. ICRC, 2011. (Cité page 131.)

[147] Vincent Marin and Benoît Revenu. Simulation of radio emission from cosmic ray air shower with SELFAS2. *Astropart.Phys.*, 35 :733–741, 2012. (Cité pages 131 et 199.)

[148] K.D. de Vries et al. *Astropart. Phys.*, 34 :267, 2010. (Cité page 131.)

[149] M. Ludwig and T. Huege. *Astropart. Phys.*, 34(6) :438–446, 2010. (Cité page 131.)

[150] T. Saugrin. *Radiodétection et caractérisation de l'émission radio des gerbes cosmiques d'énergie supérieure à* 10^{16} *eV avec l'expérience CODALEMA*. PhD thesis, Université de Nantes, November 2008. (Cité page 134.)

[151] J. Chauvin. Estimation of the cosmic ray energy from the Particle Detector. Note interne CODALEMA, LPSC, May 2009. (Cité page 134.)

[152] B. Revenu and T. Garçon. Corrélation E_0 vs E_{cic}. Technical report, SUBATECH, August 2010. (Cité page 135.)

[153] S. Lafebre, R. Engel, H. Falcke, J.R. Hörandel, T. Huege, J. Kuijpers, and R. Ulrich. Universality of electron-positron distributions in extensive air showers. *Astropart. Phys.*, 31 :243–254, 2009. (Cité page 193.)

[154] D. Heck, J. Knapp, et al. Corsika : A monte carlo code to simulate extensive air showers. Technical Report Tech. Rep. 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998. (Cité page 193.)

[155] H. Falcke and P. Gorham. Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope. *Astropart. Phys.*, 19 :477, 2003. (Cité page 195.)

[156] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers : Coherent geosynchrotron radiation. *A&A*, 412 :19–34, 2003. (Cité page 195.)

[157] D. A. Suprun, P. W. Gorham, and J. L. Rosner. Synchrotron radiation at radio frequencies from cosmic ray air showers. *Astropart. Phys.*, 20 :157, 2003. (Cité page 195.)

[158] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers : Simulation results and parametrization. *Astropart. Phys.*, 24 :116–136, 2005. (Cité page 195.)

[159] M. A. Duvernois, B. Cai, and D. Kleckner. Geosynchrotron radio pulse emission from extensive air showers : Simulations with AIRES. In *proceedings of the 29th ICRC, Pune, India*, volume 8, pages 311–314, 2005. (Cité page 195.)

[160] J. S. Sciutto. AIRES. `http://www2.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/`. (Cité page 195.)

[161] T. Huege, R. Ulrich, and R. Engel. Monte Carlo simulations of geosynchrotron radio emission from CORSIKA-simulated air showers. *Astropart. Phys.*, 27(5) :392–405, 2007. (Cité page 195.)

[162] K. Werner and O. Scholten. Macroscopic Treatment of Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers based on Shower Simulations. *Astropart. Phys.*, 29 :393–411, 2008. (Cité page 195.)

[163] K. Werner, K. D. de Vries, and O. Scholten. Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers based on Shower Simulations : On the Importance of a Realistic Atmospheric Index of Refraction. *submitted to Astropart. Phys.*, 2012. arXiv :1201.4471v1. (Cité page 195.)

[164] M. Ludwig and T. Huege. REAS3 : Monte Carlo simulations of radio emission from cosmic ray air showers using an "end-point" formalism. *Astropart. Phys.*, 34(6) :438–446, 2011. (Cité page 195.)

[165] J. Alvarez Muñiz, W. R. Carvalho Jr, and E. Zas. Monte carlo simulations of radio pulses in atmospheric showers using zhaires. *Astropart. Phys.*, 35 :325–341, 2012. (Cité page 195.)

[166] E. Zas, F. Halzen, and T. Stanev. Electromagnetic pulses from high-energy showers : Implications for neutrino detection. *Phys. Rev. D*, 45 :362–376, Jan 1992. (Cité page 195.)

[167] T. Gousset, O. Ravel, and C. Roy. Are vertical cosmic rays the most suitable to radio detection ? *Astropart. Phys.*, 22 :103–107, 2004. (Cité page 196.)

[168] N. Meyer Vernet, A. Lecacheux, and D. Ardouin. Radio pulses from cosmic ray air showers - Boosted Coulomb and Cherenkov fields. *A&A*, 480 :15–25, 2008. arXiv :0712.1533. (Cité page 196.)

[169] J. Chauvin, C. Riviere, F. Montanet, D. Lebrun, and B. Revenu. Radio emission in a toy model with point-charge-like air showers. *Astropart.Phys.*, 33 :341–350, 2010. (Cité page 196.)

[170] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, third edition, 1998. (Cité page 196.)

[171] T. Huege. Theory and simulations of air shower radio emission. In *ARENA*, June 2012. (Cité page 198.)

[172] Valentin Priasso. Stage projet personnel sous ma direction, SUBATECH, École Centrale de Nantes, 2012. (Cité page 217.)

[173] S. Ostapchenko. *Phys. Rev. D.*, 74(014026), 2006. (Cité page 217.)

[174] S. Ostapchenko. *Phys. Lett. B*, 636(40), 2006. (Cité page 217.)

[175] O. Scholten, K. Werner, and F. Rusydi. A macroscopic description of coherent geomagnetic radiation from cosmic-ray air showers. *Astroparticle Physics*, 29(2) :94 – 103, 2008. (Cité page 225.)

[176] N. P. Ilina et al. *Sov. Phys. J. Nucl. Phys.*, 55 :1540–1547, 1992. (Cité page 226.)

[177] S.J. Sciutto. AIRES : A System for air shower simulations. User's guide and reference manual. Version 2.2.0. 1999. (Cité page 227.)

Titre Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie :
analyse des gerbes atmosphériques
et de leur signal radio
dans le domaine du MHz

Résumé Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie forment un sujet d'astroparticules très actif car nos connaissances dans ce domaine sont encore loin d'être complètes. Par exemple, ni la nature ni les sources de ces particules ne sont clairement identifiées. Le seul fait expérimental bien établi à ce jour est l'existence d'une coupure dans le flux en énergie, autour de 4×10^{19} eV, en bon accord avec la coupure prédite par Greisen-Zatsepin-Kuzmin, comme conséquence de l'interaction des rayons cosmiques avec le rayonnement de fond cosmologique, aux énergies les plus hautes. Concernant les sources, seule une statistique accrue peut éventuellement résoudre l'énigme et il faudra probablement attendre une prochaine génération d'expériences, proposant une surface de collection encore plus grande que celles actuellement en cours d'acquisition, comme l'Observatoire Pierre Auger ou Telescope Array. Avant d'augmenter la statistique, une bonne connaissance à la fois de l'énergie du rayon cosmique et de sa nature aidera à comprendre les mécanismes opérant à leurs sources. Concernant l'identification de la nature du rayon cosmique, des améliorations des détecteurs actuels sont en cours ou envisagées. Elles devraient permettre de mesurer certaines composantes spécifiques des gerbes atmosphériques comme par exemple la contribution électromagnétique, via le champ électrique émis par les électrons et positrons secondaires.
Je présente dans cette HDR une revue des résultats actuels concernant le thème des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Après avoir présenté quelques résultats sur le mécanisme de Fermi pour accélérer les rayons cosmiques, j'aborde en particulier la reconstruction des gerbes atmosphériques détectées par le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger ainsi que la recherche des sources, basée sur la connaissance fine de la couverture du ciel, impliquant une maîtrise des performances du détecteur. Je traite également en détails le signal radio émis par les électrons et positrons secondaires des gerbes, dans le domaine du MHz. Ce signal est étudié depuis le milieu des années 1960 mais la technologie n'en permet une exploitation complète que depuis les années 2000. Je propose un état des lieux de nos connaissances à travers les résultats des expériences actuelles [1] dans ce domaine. Les données montrent que le champ électrique est principalement dû à l'influence du champ magnétique terrestre agissant sur les électrons et positrons mais plus récemment, la contribution due à l'excès l'électrons semble apparaître dans les données. Enfin, je présente nos dernières avancées dans le domaine de la simulation du champ électrique, avec notamment la prédiction d'un signal nouveau, produit par la disparition de la gerbe atmosphérique lors de son absorption dans le sol.

Mots-clés Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, mécanisme de Fermi, radiodétection, mécanisme géomagnétique, mécanisme d'excès de charge, Observatoire Pierre Auger, AERA, CODALEMA, SELFAS

1. En particulier CODALEMA, LOPES, AERA, RAuger.