



Etude des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec l'Observatoire Pierre Auger: de l'acceptance du détecteur à la nature des particules primaires et aux mesures d'anisotropies.

Julien Aublin

► To cite this version:

Julien Aublin. Etude des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec l'Observatoire Pierre Auger: de l'acceptance du détecteur à la nature des particules primaires et aux mesures d'anisotropies.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00105431

HAL Id: tel-00105431

<https://theses.hal.science/tel-00105431>

Submitted on 11 Oct 2006

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.

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Julien AUBLIN

pour obtenir

le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI,

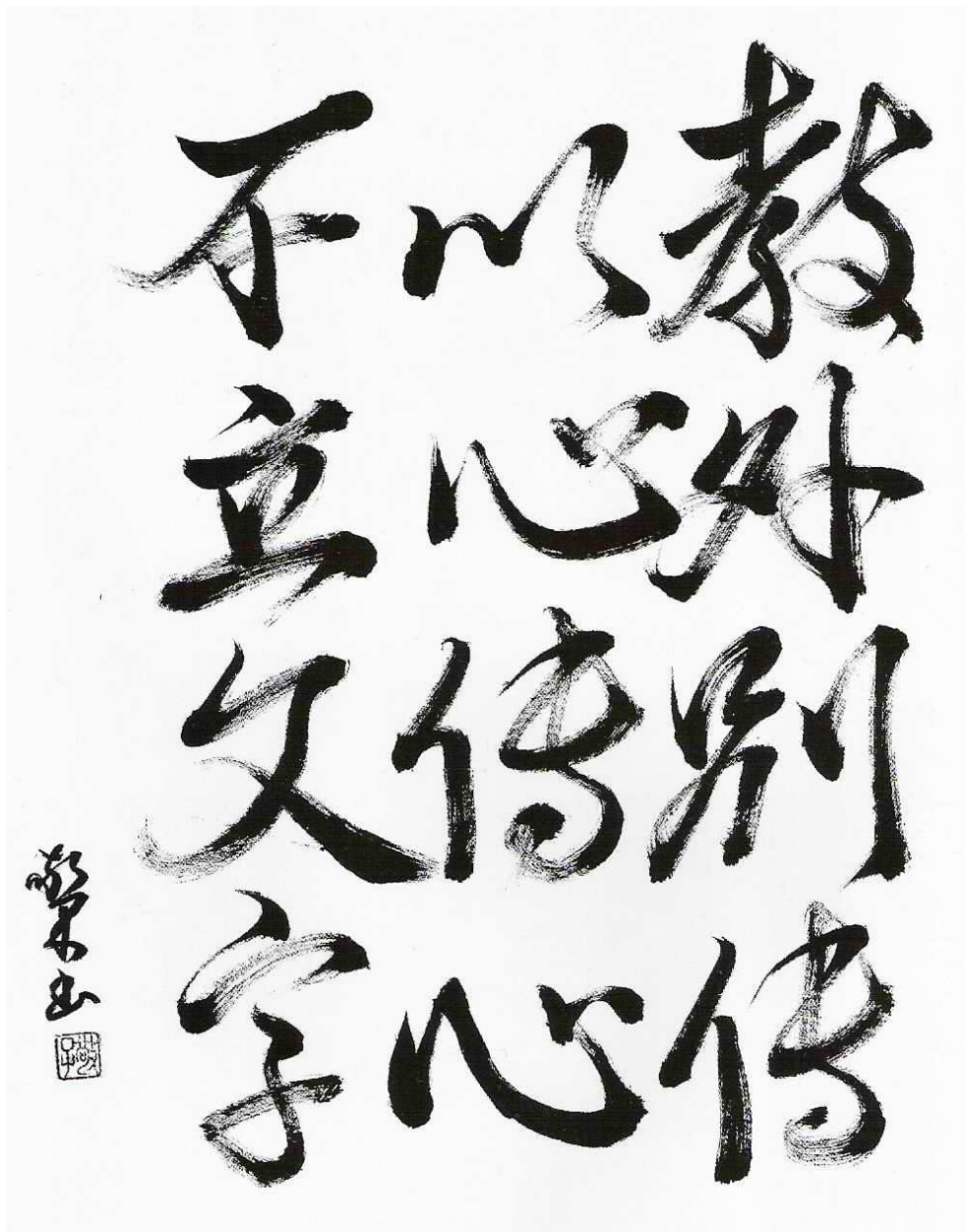
Spécialité : Astroparticules

Sujet :

**Étude des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec
l'Observatoire Pierre Auger : de l'acceptance du
détecteur à la nature des particules primaires et aux
mesures d'anisotropies.**

Soutenue à l'IPN d'Orsay le 21 septembre 2006 devant le jury composé de :

Nicole	WILLIS	Présidente du jury
Pascal	CHARDONNET	Rapporteur
Patrice	HELLO	Rapporteur
Isabelle	GRENIER	Examinatrice
Giorgio	MATTHIAE	Examineur
Tiina	SUOMIJÄRVI	Directrice de thèse



"Dans la voie du thé
on s'imprègne par le cœur
et non en regardant ou en écoutant
attentivement."

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord l'ensemble des membres de mon jury, qui a accepté de lire ce travail et de s'y intéresser. Je tiens à saluer particulièrement mes rapporteurs qui ont "épluché" ce (long) manuscrit, et soulevé quantité de questions pertinentes tout au long de leur lecture.

Je tiens également à remercier l'ensemble du personnel de l'IPN et particulièrement l'équipe de la direction pour leur accueil chaleureux au sein du laboratoire, et pour m'avoir permis d'effectuer ce travail de thèse dans de très bonnes conditions.

Je remercie l'ensemble de la collaboration Auger-France auprès de laquelle j'ai beaucoup appris, sans oublier les excellents moments passés en Argentine...

A l'intérieur de cette collaboration, je souhaite remercier plus particulièrement mon équipe d'accueil : l'équipe Auger de l'IPN, au sein de laquelle j'ai passé trois années fort enrichissantes scientifiquement et humainement. Merci à Tiina, Isabelle, Etienne et Olivier pour m'avoir encadré au cours de ce travail de thèse : votre présence, salvatrice lors des moments difficiles, m'a constamment encouragé à donner le meilleur de moi même. Je vous suis reconnaissant pour tous les efforts que vous avez fourni pour me permettre de mener à bien ce projet dans des conditions aussi agréables. Merci également aux étudiants devenus docteurs à présent, Alexandre, Denis et Damien, pour avoir partagé ces tranches de vie avec moi dans la bonne humeur, puissent nos routes se croiser un jour à nouveau...

Table des matières

I	Le rayonnement cosmique	15
1	Rayons cosmiques	17
1.1	Bref historique	18
1.2	Les observations	19
1.2.1	Techniques de détection	19
1.2.2	Le spectre en énergie	20
1.2.3	Composition	24
1.2.4	Distribution angulaire	25
1.3	Origine du rayonnement cosmique	27
1.4	Les rayons cosmiques au quotidien	29
1.4.1	Exploration spatiale et rayons cosmiques	29
1.4.2	Sursauts gamma et grandes extinctions	31
1.4.3	Eclairs et rayons cosmiques	31
2	Les grandes gerbes atmosphériques	33
2.1	L'atmosphère : un calorimètre naturel	34
2.2	Le développement des gerbes atmosphériques	34
2.2.1	Gerbes électromagnétiques	36
2.3	Gerbes hadroniques	39
2.3.1	Maximum de développement longitudinal	40
2.3.2	Profils latéraux et longitudinaux	41
2.4	Simulations	44

3	L’Observatoire Pierre Auger	49
3.1	Enjeux scientifiques	50
3.2	Le choix des sites expérimentaux	50
3.3	Le réseau de surface	51
3.3.1	Description d’une cuve à effet Tcherenkov	54
3.3.2	Etalonnage des stations du réseau de surface	55
3.3.3	Acquisition des données	57
3.3.4	Reconstruction des événements avec le réseau de surface	59
3.4	Le détecteur de fluorescence	61
3.4.1	Description	62
3.4.2	Acquisition des données	62
3.4.3	Reconstruction des événements avec le détecteur de fluorescence	65
3.5	Reconstruction de l’énergie	66
II	Analyse des données de l’Observatoire Pierre Auger	71
4	Acceptance du réseau de surface	73
4.1	Définitions	74
4.2	Motivations	75
4.3	Algorithmes de déclenchement de haut niveau T4 et T5	76
4.4	Le concept de fonction LTP	81
4.4.1	Définition	81
4.4.2	Paramétrisation des LTPs	82
4.5	Efficacité de détection	83
4.5.1	Calcul de l’efficacité de détection dans une cellule hexagonale	84
4.6	Acceptance instantanée et acceptance intégrée du réseau de surface	87
4.7	Nouvelles observables liées à l’acceptance	89
4.7.1	Mesurer expérimentalement les fonctions LTPs	89
4.7.2	Une nouvelle observable : la Ladibot	93
4.7.3	Mesurer l’efficacité de détection en-dessous de la saturation	97
4.7.4	Pistes pour l’identification de la nature des rayons cosmiques	99

5	Mesure du spectre en énergie des rayons cosmiques avec Auger	107
5.1	Sélection et reconstruction des événements du réseau de surface	108
5.2	Reconstruction de l'événement	110
5.3	Estimation de l'énergie	115
5.3.1	Détermination de l'énergie avec les Monte Carlo	116
5.3.2	La méthode du CIC + FD	120
5.3.3	Courbes d'atténuation Monte-Carlo	131
5.3.4	Méthodes alternatives	136
5.4	Calcul du spectre en énergie	138
III	Anisotropies du rayonnement cosmique	145
6	Marche aléatoire et diffusion	151
6.1	Diffusion et libre parcours moyen	152
6.2	Diffusion et advection : marche aléatoire non isotrope	155
7	Reconstruction des anisotropies à grande échelle avec la méthode SAP	157
7.1	Reconstruction d'un dipôle avec couverture totale et uniforme du ciel	158
7.2	Le cas d'une couverture totale non uniforme	161
7.3	Généralisation au cas de couverture partielle du ciel	162
7.4	Puissance de reconstruction et efficacité de la méthode	165
7.4.1	Principe des simulations numériques et exposition relative	166
7.4.2	Reconstruction des paramètres du dipôle	168
7.5	Traitement analytique du cas de la couverture totale uniforme	174
7.6	Généralisation au cas d'une anisotropie quadripolaire	180
7.6.1	Nécessité d'inclure le quadripôle	180
7.6.2	Paramétrisation du flux	183
7.6.3	Procédure de reconstruction dans le cas d'une couverture totale	184
7.6.4	Dipôle et quadripôle avec une couverture partielle	185
7.6.5	Puissance de reconstruction	187
7.7	Optimisation de la méthode	192
7.8	Tester l'isotropie	195

7.9	Comparaison avec l'analyse de Rayleigh	200
7.9.1	Description de la méthode	200
7.9.2	Relation entre r_{1h} et α	201
7.9.3	Puissance de reconstruction	202
8	Recherche d'anisotropies avec les données d'Auger	207
8.1	Cartes de couverture	208
8.2	Résultats aux grandes échelles : application de la méthode SAP	211
8.2.1	Résumé des résultats de l'analyse avec la méthode SAP	214
IV	Perspectives	233
9	Approche holistique du rayonnement cosmique	235
9.1	Introduction	236
9.2	Normalisation relative des composantes galactique et extra-galactique	237
9.2.1	Densité des rayons cosmiques galactiques	238
9.2.2	Densité extra-galactique	239
9.2.3	Normalisation galactique/extra-galactique	242
9.3	Discussion des résultats	243
9.4	Conclusion	244

Introduction

Depuis la découverte de l'existence des rayons cosmiques au début du vingtième siècle, l'étude de ces mystérieuses particules venues du cosmos a permis aux physiciens d'explorer la structure de la matière aux plus petites échelles, bien avant la construction des gigantesques accélérateurs utilisés en physique des particules de nos jours.

La caractéristique la plus remarquable du rayonnement cosmique est certainement son spectre d'énergie, qui s'étend sur plus de 32 ordres de grandeur en flux et douze ordres de grandeur en énergie, depuis la centaine de MeV jusqu'à 10^{20} eV et peut être même au-delà. Les rayons cosmiques les plus énergétiques détectés à ce jour possèdent une énergie mille fois supérieure à celle qui sera accessible avec le futur collisionneur LHC. L'étude des rayons cosmiques les plus énergétiques permet d'explorer de manière indirecte un domaine d'énergie encore inconnu en physique des particules, et réserve peut être quelques surprises.

L'existence même de particules élémentaires possédant une énergie supérieure à 10^{20} eV est un défi pour les physiciens : en effet, lors de leur propagation depuis leurs sources jusqu'à la Terre, les rayons cosmiques subissent de redoutables pertes d'énergies en interagissant avec les photons du fond diffus cosmologique, qui remplissent uniformément l'univers de leur froide lumière. Ce phénomène, appelé coupure GZK, impose une forte contrainte sur la distance des sources potentielles, de l'ordre de la centaine de Mpc, posant un sérieux problème aux astrophysiciens.

De nombreux objets astrophysiques, tels les restes d'explosion de supernovae, les jets émis par les noyaux actifs de galaxies ou encore les sursauts gamma, sont connus pour abriter des phénomènes extrêmement violents, susceptibles d'accélérer des particules chargées. Cependant, le fait qu'un type d'objet astrophysique puisse accélérer des particules ne suffit pas à lui décerner le titre de "source du rayonnement cosmique" : il faut en effet pouvoir expliquer

toutes les observations dont nous disposons, notamment les valeurs observées du flux, la pente du spectre, la composition ainsi que la distribution angulaire.

La difficulté pour identifier les sources potentielles des rayons cosmiques vient également du fait que les champs magnétiques inter-galactiques dévient les particules, rendant leur trajectoire chaotique et totalement imprévisible, semblable à celle résultant d'un processus de diffusion. L'information sur la distribution spatio-temporelle des sources est perdue et la distribution angulaire des rayons cosmiques apparaît à l'observateur terrestre comme isotrope, interdisant un éventuel pointage astronomique vers les sources. Seuls les rayons cosmiques les plus énergétiques seraient susceptibles d'être suffisamment peu déviés pour permettre une identification des sources. Malheureusement, ces rayons cosmiques sont rares : le flux attendu autour de 10^{20} eV est de l'ordre d'une particule par kilomètre carré et par siècle. La mesure du spectre aux plus hautes énergies nécessite donc une grande surface de détection.

L'expérience HiRes, qui utilise la technique de la mesure de la lumière de fluorescence observe une coupure dans le spectre au-dessus de 5.10^{19} eV, alors que l'expérience AGASA, qui utilise un réseau de détecteurs répartis au sol sur une centaine de kilomètres carrés, ne confirme pas cette observation. Afin de mesurer et d'étudier les rayons cosmiques jusqu'aux plus hautes énergies, l'Observatoire Pierre Auger, qui est actuellement en fin de construction en Argentine, accumule des données depuis plus de deux ans maintenant. L'expérience Auger, qui combine la technique de mesure de la fluorescence avec celle du réseau de détecteurs au sol, permettra de détecter une trentaine d'événements d'énergie de l'ordre de 10^{20} eV par an, grâce à sa surface de détection d'environ 3000 km^2 .

Dans une première partie, après un bref historique, nous décrivons la phénoménologie du rayonnement cosmique telle que nous la connaissons aujourd'hui, en rappelant les derniers résultats expérimentaux. L'Observatoire Pierre Auger observe les rayons cosmiques de manière indirecte par l'intermédiaire des gerbes atmosphériques, gigantesques cascades de particules résultant de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre. La physique des grandes gerbes atmosphériques est introduite, en insistant sur les difficultés rencontrées pour modéliser les processus dépendant de la physique hadronique à haute énergie. Nous décrivons ensuite l'Observatoire Pierre Auger, ainsi que les méthodes utilisées pour traiter les données en provenance du réseau de surface ainsi que du détecteur de fluorescence.

Dans une seconde partie, nous présentons les méthodes de calcul de l'acceptance du réseau

de surface qui ont été développées au cours du travail de thèse. La détermination précise de l'acceptance est cruciale pour l'établissement du spectre en énergie des rayons cosmiques. L'efficacité de détection dépendant de la nature des rayons cosmiques, nous montrons qu'il est possible de caractériser leur composition grâce aux données du réseau de surface. Le calcul du spectre d'énergie des rayons cosmiques est ensuite décrit, en explicitant les différentes méthodes utilisées pour estimer l'énergie des événements.

Dans une troisième partie, nous présentons la problématique des anisotropies des directions d'arrivées des rayons cosmiques : l'étude des anisotropies permet d'obtenir des informations précieuses sur l'origine et le transport des rayons cosmiques depuis leurs sources jusqu'à la Terre. Nous présentons une méthode d'analyse que nous avons développée pour estimer les paramètres d'une anisotropie (dipôle et quadrupôle) sous-jacente dans les données. Cette méthode est appliquée aux premières données de l'Observatoire Pierre Auger.

En guise de perspective et d'ouverture, nous présentons les résultats d'un modèle théorique très simple dans lequel la totalité du spectre des rayons cosmiques est expliquée à l'aide d'un seul type de source, injectant les rayons cosmiques avec un spectre en loi de puissance unique, dont la valeur est compatible avec celle mesurée à basse énergie.

Première partie

Le rayonnement cosmique

Chapitre 1

Rayons cosmiques

Résumé du chapitre :

Après bientôt un siècle de recherches, l'origine des rayons cosmiques à toutes les énergies est toujours inconnue. Après un bref rappel historique, nous décrirons les principales caractéristiques des rayons cosmiques : leur spectre d'énergie qui est globalement en loi de puissance depuis la centaine de MeV jusqu'à 10^{20} eV, leur distribution angulaire qui semble être isotrope à toutes les énergies, et leur composition : connue à basse énergie, sa détermination à très haute énergie pourra apporter des informations précieuses sur l'origine de ces particules.

1.1 Bref historique

Dès le début du 20^{ème} siècle, les physiciens avaient remarqué que leurs électroscopes se déchargeaient lentement, conséquence de l'ionisation provoquée par l'action d'un rayonnement énergétique. L'origine extra-terrestre de ce rayonnement fut découverte par V.Hess en 1912, qui mesura une indéniable augmentation du taux d'ionisation dans l'air avec l'altitude, lors d'une série de mesures en ballon. Ce rayonnement ionisant fut baptisé "rayons cosmiques" par Millikan en 1926, qui était alors convaincu de la nature électromagnétique de ces particules.

L'étude des rayons cosmiques a été un outil indispensable au développement de la physique des particules en fournissant aux physiciens un faisceau "naturel" de particules énergétiques. L'anti-électron fut ainsi découvert par Anderson en 1932, qui découvrit six ans plus tard le muon. Les pions chargés furent également identifiés en 1947 par C.Powell.

Après la Seconde Guerre Mondiale, les premiers accélérateurs de particules entrèrent en service, fournissant aux physiciens des faisceaux de particules ayant des caractéristiques bien mieux contrôlables que celles composant les rayons cosmiques (RCs par la suite). Une partie de la communauté scientifique continua cependant à étudier les rayons cosmiques, afin d'en préciser davantage leurs caractéristiques, leur nature et bien sûr leur origine.

En 1938, le physicien français Pierre Auger mis en évidence l'existence des grandes gerbes atmosphériques en détectant en coïncidence l'arrivée des particules sur des détecteurs espacés de quelques dizaines de mètres au sol. Les expériences de détection des rayons cosmiques, à la fois au sol en étudiant les gerbes atmosphériques et directement à l'aide de ballons et satellites, se sont multipliées depuis les années 60. Ces observations ont notamment mis en évidence l'existence de particules dont l'énergie dépasse les 10^{20} eV, dont la compatibilité avec la prédiction en 1966 (annoncée par les physiciens Greisen, Zatsepin et Kuzmin) d'une réduction drastique du flux des rayons cosmiques aux énergies les plus élevées fait encore l'objet d'études approfondies.

À l'heure actuelle, l'étude du rayonnement cosmique dans sa globalité est loin d'être close, l'observation du cosmos avec le plus de messagers différents possibles (photons, neutrinos, particules chargées, graviton ?) permettra de connaître les mécanismes à l'oeuvre dans l'Univers pour produire ces intrigantes particules.

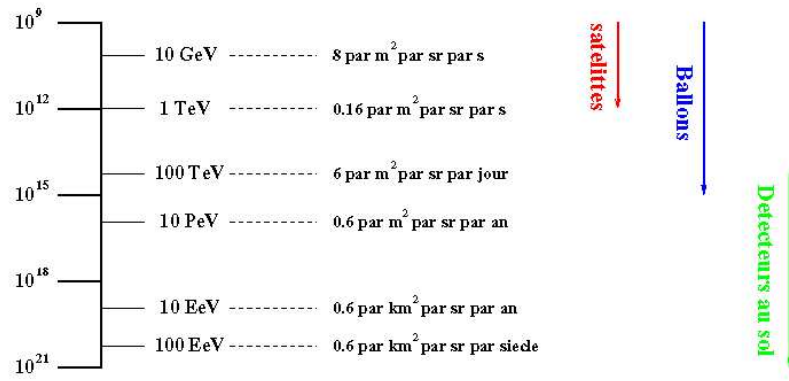


FIG. 1.1 – Schéma indiquant le domaine d'application des différentes méthodes de détection des rayons cosmiques. Un ordre de grandeur du flux est indiqué en fonction de l'énergie.

1.2 Les observations

1.2.1 Techniques de détection

Les méthodes expérimentales développées par les physiciens depuis près d'un siècle pour étudier le rayonnement cosmique sont conditionnées par le type de particules que l'on cherche à détecter, mais surtout par la valeur du flux à l'énergie considérée (cf. figure (1.1)). Pour des énergies inférieures à une centaine de TeV, le flux est suffisamment élevé pour qu'une détection directe des particules soit possible, le seul problème étant d'aller les observer avant qu'elles n'interagissent, au dessus de l'atmosphère! Les détecteurs sont alors installés dans des ballons atmosphériques, ou sur des satellites.

Pour les énergies supérieures à quelques centaines de TeV, la faiblesse du flux des rayons cosmiques nécessite une importante surface de détection, ce qui est problématique pour les expériences embarquées. La détection directe de la particule primaire n'est alors plus possible. L'atmosphère terrestre, dont la présence interdisait la détection directe, est alors utilisée comme un gigantesque calorimètre dans lequel le rayon cosmique primaire dissipe son énergie, en créant une multitude de particules secondaires. La physique des gerbes atmosphériques et leur détection avec l'Observatoire Pierre Auger seront présentés dans les chapitres suivant.

Les deux principales techniques de détection des gerbes atmosphériques sont l'échantillonnage des particules au sol, grâce à un réseau de détecteurs répartis sur une grande surface, et la mesure de la lumière de fluorescence émise par molécules d'azote excitées par le passage des

particules secondaires. Parmi les nombreuses expériences du type réseau de surface, le détecteur d'AGASA [8], qui est une extension du détecteur Akeno [7], possède une surface effective de détection d'environ 100 km^2 et a permis d'étudier les rayons cosmiques depuis $10^{16.5} \text{ eV}$ jusqu'aux plus hautes énergies. L'expérience HiRes [10], qui est l'amélioration de Fly's Eye [9], a également permis, en mesurant la lumière de fluorescence émise par les gerbes, d'étudier le spectre des rayons cosmiques ultra-énergétiques. L'Observatoire Pierre Auger est un détecteur hybride qui combine ces deux techniques de mesure, avec une surface effective de 3000 km^2 pour son réseau de surface situé en Argentine. Cette surface de collection énorme est en effet nécessaire pour compenser l'extrême rareté des rayons cosmiques les plus énergétiques de l'univers.

1.2.2 Le spectre en énergie

Parmi toutes les caractéristiques décrivant les rayons cosmiques, la plus impressionnante est certainement leur spectre en énergie : il s'étend sur plus de 32 ordres de grandeur en flux et pas moins de 12 décades en énergie ! Son évolution peut être décrite comme une loi de puissance presque parfaite en $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$, avec un indice spectral α voisin de 2.7. Cette étonnante régularité du flux sur une gamme d'énergie aussi vaste est un phénomène unique en physique, qui invite à considérer la phénoménologie du rayonnement cosmique sous un aspect global. Nous verrons d'ailleurs dans cette thèse qu'une approche holistique, dans laquelle les rayons cosmiques sont supposés être produits à toutes les énergies par un seul type de source, est non seulement compatible avec les observations, mais apporte également un éclairage intéressant sur la question de l'origine des rayons cosmiques.

Lorsque l'on observe de plus près le spectre en énergie, illustré sur la figure (1.2), plusieurs brisures de pente sont visibles : vers $3 - 5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$, où la pente logarithmique passe de ~ 2.7 à ~ 3.0 , communément appelée le *genou* ; vers $5 \cdot 10^{17} \text{ eV}$, où la pente devient ~ 3.3 , appelée le *second genou* ; et enfin la *cheville*, vers $3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$, où la pente diminue à nouveau vers une valeur $\sim 2.7 - 3.0$.

Les régions particulièrement intéressantes du spectre sont les suivantes :

Basse énergie : Les rayons cosmiques d'énergie comprise entre quelques centaines de MeV et quelques GeV sont de très loin les plus nombreux. Ils conditionnent l'équilibre du milieu

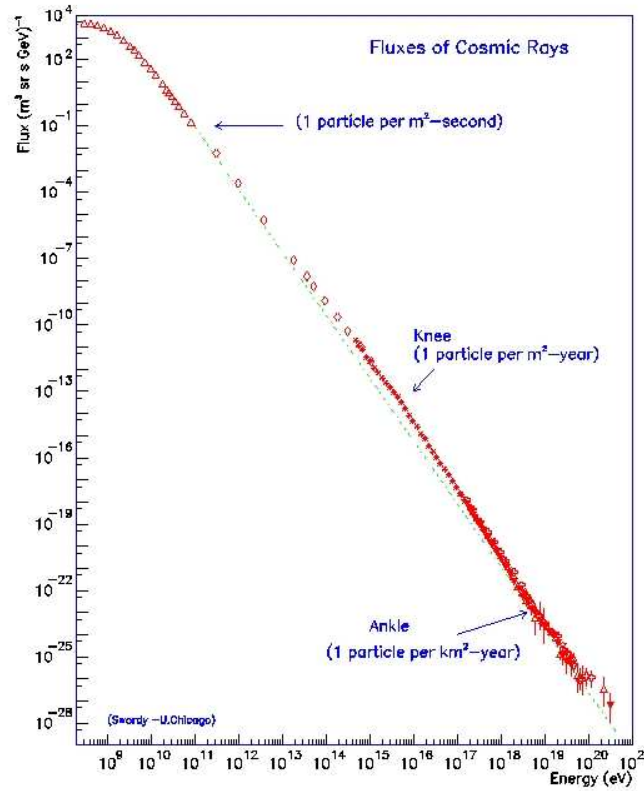


FIG. 1.2 – Spectre en énergie des rayons cosmiques : flux différentiel en $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{GeV}^{-1}$ en fonction de l'énergie.

interstellaire ainsi que la nucléosynthèse des éléments légers dans l'univers. L'étude de cette partie du spectre est cependant rendue difficile par la présence du vent solaire, dont les champs magnétiques repoussent les particules insuffisamment énergétiques. On observe une très nette modulation du flux sur une échelle de 11 ans environ, correspondant au cycle d'activité solaire.

Énergies intermédiaires : Aux énergies légèrement supérieures, jusque vers 100 GeV, les sections efficaces d'interaction des rayons cosmiques avec le milieu ambiant sont encore suffisamment grandes pour que leur composition en soit affectée. Les études fines des rapports d'abondance des différents noyaux et leur variation avec l'énergie permettent d'obtenir des informations sur la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie.

La région du spectre dans la gamme $E \sim 10^{13} - 10^{14}$ eV serait également susceptible d'abriter des structures spécifiques : ce domaine d'énergie correspond en effet à l'énergie maxi-

male qui peut être conférée aux rayons cosmiques par les restes de supernovae, tout du moins dans la version standard des modèles. Cependant, les résultats expérimentaux ne semblent pas indiquer la présence de telles structures.

Le genou : D'après les récents résultats de l'expérience KASCADE [15], le genou se situerait à une énergie $\simeq 5 \cdot 10^{15}$ eV. Les hypothèses généralement avancées pour expliquer cette rupture de pente invoquent soit une modification des conditions de propagation des rayons cosmiques (notamment leur temps de confinement), soit l'ouverture d'un nouveau canal d'interaction, via lequel une partie de l'énergie du rayon cosmique primaire échapperait aux détecteurs observant les gerbes atmosphériques ; ou encore la présence d'une source astrophysique dans notre proche voisinage, qui ajouterait une contribution en cet endroit précis du spectre. Une étude détaillée de la position relative du genou pour les différents types de noyaux permettra peut-être de trancher la question : de manière générale, les explications de nature astrophysique prédisent une évolution de la position du genou proportionnellement à la charge Z du noyau, alors que celles de nature physique prévoient une évolution proportionnelle à la masse A .

La "cheville" : Aux environs de $E \sim 3 \cdot 10^{18}$ eV, le changement de pente du spectre peut s'expliquer naturellement comme le passage d'une composante dominante à basse énergie à une nouvelle composante, de pente plus faible, finissant par dominer à haute énergie. Cette transition est généralement interprétée comme le passage d'une origine galactique des RCs vers une origine extra-galactique (cf encadré). Cependant, si l'on suppose que les rayons cosmiques sont composés uniquement de protons, la cheville est interprétée [11] comme une forme dans le spectre caractéristique des pertes d'énergie par création de paires $e^\pm$ que subissent les protons lors de leur propagation. Il est donc extrêmement important de mesurer la composition des rayons cosmiques dans la région de la cheville afin d'en comprendre l'origine.

Les énergies extrêmes : Les rayons cosmiques dans cette dernière partie du spectre possèdent une énergie colossale, allant jusqu'à la dizaine de Joules pour les rares particules détectées jusqu'à présent. La plupart des questions soulevées par l'existence de telles particules demeurent encore sans réponses claires : y a-t-il une fin au spectre ? Quelles sont les sources produisant les rayons cosmiques à de telles énergies ? Comment expliquer l'isotropie apparente des directions d'arrivées ? Ou encore comment ces particules ont-elles pu se propager jusqu'à

Galactiques ou Extra-galactiques ?

Les rayons cosmiques de basse énergie sont à coup sûr d'origine galactique. Pour s'en convaincre, l'observation de l'émission gamma, conséquence des collisions proton-proton, en provenance des nuages de Magellan [12] a permis d'estimer que la densité de rayons cosmiques y est plus faible que dans notre galaxie. Si l'origine du rayonnement cosmique était extra-galactique, la densité de RCs serait la même dans chaque galaxie.

À haute énergie, les rayons cosmiques sont supposés d'origine extra-galactique car ils ne peuvent plus être confinés dans la galaxie. Il est en effet difficile de concevoir comment les rayons cosmiques pourraient être produits dans le disque galactique et être suffisamment déviés pour nous parvenir de

manière isotrope, comme le laissent penser les observations. À titre d'exemple, un proton de 10^{19} eV dans un champ magnétique de $3 \mu\text{G}$ (caractéristique du milieu interstellaire), possède un rayon de giration de l'ordre de 3 kiloparsecs, bien supérieur à l'épaisseur du disque galactique. Cependant, la perte de confinement qui pourrait se produire pour des protons au dessus de $3 \cdot 10^{18}$ eV, se produirait à une énergie plus élevée pour les noyaux. La galaxie pourrait alors confiner les noyaux de fer jusqu'à $\sim 8 \cdot 10^{19}$ eV ! La détermination de la composition du rayonnement cosmique aux alentours de la cheville est donc très importante pour en comprendre l'origine.

nous ?

Concernant cette dernière question, dès les années 60, les physiciens Greisen, Zatsepin et Kuzmin ont fait remarquer que la propagation des rayons cosmiques ultra-énergétiques serait entravée par la présence du fond de rayonnement cosmologique (Cosmic Microwave Background), émis par l'univers lorsqu'il était âgé de seulement 300 milliers d'années, et qui remplit uniformément tout l'univers. Les photons du CMB, dont la longueur d'onde est maintenant de l'ordre du millimètre, semblent bien inoffensifs mais, dans le référentiel d'un rayon cosmique se propageant avec un facteur de Lorentz de l'ordre de 10^{11} , ils possèdent suffisamment d'énergie pour interagir avec la particule cosmique en produisant des pions. Il en résulte une limitation drastique de la distance que peuvent parcourir les RCs ultra-énergétiques : de l'ordre de quelques dizaines de Mpc pour les énergies supérieures à 10^{20} eV. Une réduction significative du flux des RCs est donc attendue au dessus de $\sim 7 \cdot 10^{19}$ eV, cette coupure est fréquemment appelée GZK, en l'honneur des trois physiciens qui l'ont annoncée il y a une quarantaine d'années.

La situation expérimentale est actuellement assez confuse au sujet de la présence ou non d'une coupure dans le spectre. La figure (1.3) présente les estimations actuelles du flux différentiel au dessus de $10^{17.5}$ effectuées par des expériences de type réseau de surface (AGASA, Akeno), ou par la mesure de la lumière de fluorescence (Fly's Eye, HiRes). L'expérience HiRes

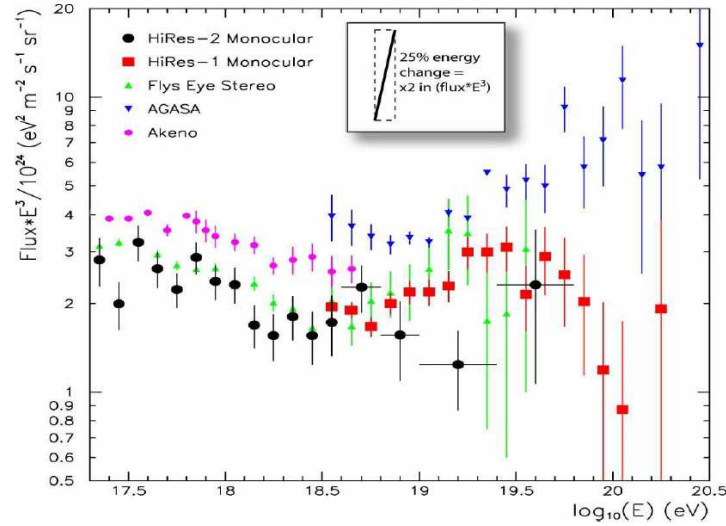


FIG. 1.3 – Spectre des rayons cosmiques aux plus hautes énergies d’après [16], donnant le flux différentiel multiplié par E^3 mesuré par les expériences HiRes, Fly’s Eye, Akeno et AGASA. Le nombre d’événements détectés au delà de 10^{20} est tellement faible que la détermination de la forme du spectre devient impossible.

semble observer une diminution du flux aux plus hautes énergies, ce que ne confirme pas la collaboration AGASA. Il convient cependant d’être prudent quant à l’interprétation des résultats expérimentaux : i) la statistique accumulée jusqu’à présent est loin d’être suffisante pour tirer une conclusion définitive ; ii) les incertitudes systématiques liées à l’étalonnage en énergie des expériences ne sont pas encore totalement comprises.

L’Observatoire Pierre Auger permettra de mesurer avec précision cette partie jusqu’à présent peu connue du spectre, et permettra grâce à ses deux méthodes de détection (fluorescence + échantillonnage au sol) de comprendre l’origine du désaccord entre les expériences précédentes. Si une coupure du type GZK devait être détectée, la mesure précise de la forme du spectre permettrait d’obtenir de précieuses informations sur la distribution des sources ainsi que sur les champs magnétiques qui affectent la propagation des particules.

1.2.3 Composition

À basse énergie (jusqu’à quelques centaines de TeV), les rayons cosmiques sont composés d’environ 1% d’électrons, dont l’abondance décroît avec l’énergie du fait de leur spectre plus pentu, et de 99% de noyaux. Parmi ces noyaux, les protons représentent environ 89% du total,

les noyaux d'hélium 10% et les noyaux plus lourds le pourcent restant. La fraction relative de ces éléments lourds est à peu près semblable à celle observée dans le système solaire, avec cependant une légère sous-représentation des éléments H et He et une forte sur-représentation des éléments Li, Be et B, provenant des réactions de spallation que subissent les noyaux C, N et O lors de leur propagation.

La détermination de la nature des rayons cosmiques à plus haute énergie est un problème ardu : en effet, les mesures s'effectuent de manière indirecte et sont dépendantes des modèles de simulation des gerbes atmosphériques utilisés. L'expérience KASCADE Grande, qui mesure la composition du rayonnement cosmique entre 10^{15} et 10^{17} eV, semble indiquer une augmentation de la fraction d'éléments lourds avec l'énergie [15] et distinguent une succession de "genoux" pour les différents noyaux. Ces résultats sont cependant encore trop préliminaires pour déterminer si l'évolution de la position relative des différents genoux varie en Z ou en A , ce qui aurait des conséquences très différentes sur l'interprétation de cette structure.

À plus haute énergie, l'expérience HiRes a étudié la composition des RCs entre 10^{17} et 10^{19} eV, en comparant l'évolution de la profondeur du maximum de développement des gerbes avec les prédictions des simulations. Les observations semblent favoriser une composition légère [13], ce que confirme l'expérience AGASA [14] en étudiant la fraction de muons mesurée dans les gerbes d'énergie supérieure à 10^{19} eV.

1.2.4 Distribution angulaire

Les rayons cosmiques étant principalement composés de particules chargées, il sont déviés par les champs magnétiques au cours de leur propagation et donc leur direction d'arrivée mesurée sur Terre ne pointe pas vers leurs sources. Dans ce cas, seules les propriétés à grande échelle de la distribution angulaire peuvent apporter des informations sur la propagation des particules et la distribution spatiale de leur sources. Du fait de la position particulière de la Terre dans la Galaxie, on peut s'attendre à observer un léger excès en direction du centre ou du plan galactique, ou encore du halo, suivant les hypothèses concernant la distribution des sources.

Cependant, à très haute énergie $E \gtrsim 10^{19}$ eV, les déviations pourraient être suffisamment faibles pour permettre de voir la contribution de sources individuelles. L'étude de la distribution angulaire aux petites échelles permet de rechercher des sources ("astronomie particules

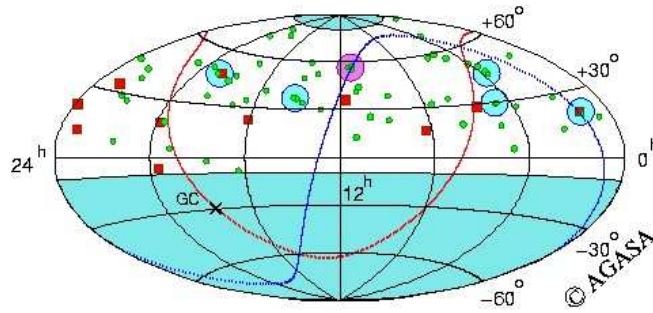


FIG. 1.4 – Directions d’arrivée des rayons cosmiques d’énergies supérieures à $4 \cdot 10^{19}$ eV par la collaboration AGASA [17]. Parmi les événements représentés par des petits cercles verts, les carrés rouges indiquent ceux qui possèdent $E > 10^{20}$ eV. Les grands cercles colorés indiquent les regroupements d’événements dans un rayon de 2.5° .

chargées") potentielles de RCs, et de contraindre la valeurs des champ magnétiques intergalactiques. De manière générale, les observations semblent cependant indiquer que la distribution angulaire des RCs est compatible avec l’isotropie, et ce jusqu’aux plus hautes énergies mesurées.

Aux petites échelles, l’expérience AGASA a notamment publié en 1999 [17] les résultats d’une recherche d’accumulation d’événements dans un rayon de 2.5° , pour des énergies supérieures à $4 \cdot 10^{19}$ eV. La présence d’un triplet et de deux doublets parmi 47 événements y est annoncée, avec une probabilité très faible d’obtenir ce résultat par hasard. Ces résultats ont été cependant remis en question par des analyses ultérieures (cf [2]). La direction du triplet se situe trop haut dans l’hémisphère Nord céleste (cf figure 1.4) pour être observée par le site Sud de l’Observatoire Pierre Auger, il faudra attendre la construction du site Nord pour une éventuelle confirmation de cet excès.

La possible corrélation entre les directions d’arrivée des RCs et la position d’objets astrophysiques susceptibles d’être des sources potentielles a également été intensivement étudiée. Une revue générale en est donnée dans [19]. La difficulté de combiner les lots de données d’expériences possédant des caractéristiques différentes (échelle d’énergie, résolution angulaire, carte de couverture du ciel...) associée à la très faible statistique disponible fait que ce genre d’analyse est complexe et peut souffrir de nombreux biais. Il apparait qu’aucune corrélation annoncée avec des sources astrophysiques n’a pu être confirmée sur un lot de données issu d’une seule expérience.

À plus grande échelle, AGASA a également observé [18] dans une gamme d’énergie centrée

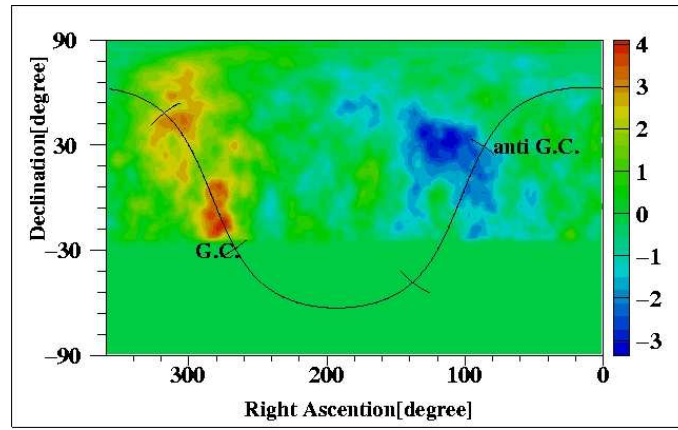


FIG. 1.5 – Carte lissée à 20° en coordonnées équatoriales de la significativité (exprimée en nombre de σ) pour les événements d'AGASA [18] dans la gamme d'énergie $10^{17.9} \leq E 10^{18.3}$ eV. Le plan et le centre galactique y sont représentés.

autour de 10^{18} eV, un excès à 4σ dans une direction proche du centre galactique, associé à un déficit dans la direction opposée. Cependant, l'interprétation de ce résultat doit être prudente car comme on peut le voir sur la figure 1.5, l'excès est situé en bordure de la région d'observation, là où la couverture du ciel est très faible. La carte d'excès étant lissée sur une échelle de 20° , le cercle centré sur l'excès le plus important recouvre des régions qui ne sont pas observées.

Suite aux résultats d'AGASA, les données de l'expérience SUGAR située dans l'hémisphère Sud ont été réanalysées [20], et un excès à 2.2σ a été trouvé dans une direction proche (à 7°) du centre galactique, avec cependant une statistique très faible. Le site Sud de l'Observatoire Pierre Auger a déjà permis de tester ces observations [21] grâce à sa grande surface de détection : aucune anisotropie n'est confirmée pour l'instant.

1.3 Origine du rayonnement cosmique

Malgré les dizaines d'années d'efforts conjoints consacrés à l'étude des rayons cosmiques, sur le plan expérimental et théorique, la question de leur origine à toutes les énergies reste ouverte. Plusieurs idées assez précises sur la manière dont les particules peuvent être accélérées dans l'univers ont cependant été avancées.

Un des mécanismes les plus efficaces et les plus étudiés est l'accélération diffusive par onde

de choc. Elle a lieu au voisinage des ondes de choc que produisent notamment les explosions de supernova dans le milieu interstellaire : la matière y est éjectée à des vitesses supersoniques et perturbe le milieu ambiant par l'intermédiaire des champs magnétiques, produisant des discontinuités de température, de densité et de vitesse entre le milieu "en amont" du choc et le milieu "en aval". Piégées dans le champ magnétique accompagnant cette structure en mouvement (et qu'elles contribuent elles-mêmes à créer), certaines particules parviennent à traverser la discontinuité d'amont en aval un grand nombre de fois, gagnant un peu d'énergie à chaque cycle. Ce processus possède une limite naturelle car plus l'énergie des particules augmente, plus il leur faut de temps pour gagner un nouveau supplément d'énergie et plus il est difficile de les confiner au voisinage de l'onde de choc. L'énergie maximale atteinte par les particules dépend alors des caractéristiques précises de l'environnement astrophysique considéré. Une revue détaillée des mécanismes d'accélération peut être trouvée dans [4].

Il faut cependant garder à l'esprit qu'il ne suffit pas d'accélérer des particules pour être une source de rayons cosmiques. La plupart des sources connues ne peuvent apporter au mieux qu'une contribution négligeable au flux observé, c'est une des raisons pour lesquelles la source véritable de ces rayons cosmiques échappe encore aux astrophysiciens.

Il est probable qu'un type de source particulier domine tous les autres par sa puissance, et produise l'essentiel des rayons cosmiques accélérés dans la galaxie. Mais à très haute énergie, des sources plus puissantes extragalactiques d'un type très différent pourraient entrer en jeu. Parmi les candidats les plus sérieux, on peut citer les noyaux actifs de galaxies, abritant en leur coeur des trous noirs supermassifs ou encore les sursauts gamma.

Nous montrerons également par la suite qu'il est *possible*, qu'un type de source particulier produise l'essentiel des rayons cosmiques observés sur toute la gamme d'énergie. Les sources seraient alors présentes dans toutes les galaxies, injectant les particules suivant un même spectre en loi de puissance.

La détection de RCs d'énergie supérieure à 10^{20} eV semblant être incompatible avec la présence d'une coupure GZK, des modèles plus "exotiques" furent proposés pour expliquer les données expérimentales : selon ces modèles, les rayons cosmiques seraient les produits de désintégration de particules très massives, dont l'existence reste à démontrer. On parle alors de modèles "Top Down" par opposition aux modèles astrophysiques dits "Bottom Up", parce qu'aucune accélération n'est plus nécessaire pour produire des particules jusqu'aux plus hautes

énergies : il s'agit alors d'une cascade à énergie décroissante.

Les particules produites dans les modèles Top Down sont en majorité des photons et des neutrinos issus de la désintégration des pions. Les mesures du fond diffus gamma extragalactique de l'expérience EGRET dans le domaine d'énergie compris entre le GeV et le TeV mettent en difficulté la plupart de ces modèles [22]. De fortes contraintes pourraient être également imposées en mesurant la fraction de photons composant les rayons cosmiques à très haute énergie, ainsi qu'en étudiant leur anisotropie, compatible ou non avec une distribution des sources dans le halo galactique.

1.4 Les rayons cosmiques au quotidien

Les rayons cosmiques sont partout... Acteurs du subtil équilibre du milieu interstellaire, leur présence dans notre environnement quotidien a des conséquences remarquables. Parmi les nombreuses propriétés fascinantes du rayonnement cosmique, nous verrons au cours de cette brève parenthèse que les rayons cosmiques pourraient bien poser un sérieux problème aux astronautes en quête d'exploration spatiale et qu'ils pourraient avoir été à l'origine de l'une des plus importantes extinctions de la vie qu'a connue notre planète. Le déclenchement de la foudre lors des orages pourrait être encore l'oeuvre des rayons cosmiques, dont l'éventuelle influence sur le climat terrestre est discutée à l'heure actuelle.

1.4.1 Exploration spatiale et rayons cosmiques

Il est raisonnable d'espérer que la plupart des défis techniques que pose l'exploration spatiale seront surmontés un jour. Cependant, un obstacle de taille¹ risque de limiter la distance des voyages intersidéraux dans un futur proche : les rayons cosmiques ! En effet, privés de la protection que leur offre l'atmosphère terrestre, les astronautes sont soumis à une irradiation permanente de particules énergétiques.

Le flux moyen de rayons cosmiques dans l'espace étant d'environ un proton (ou un noyau) par centimètre carré et par seconde, environ 5000 ions traversent ainsi le corps humain par seconde, laissant sur leur passage une trainée de liaisons chimiques brisées par l'amorce d'une

¹infinitésimale !

gerbe de particules secondaires semblable à celles créées dans l'atmosphère. L'équivalent de dose² reçu au cours d'un voyage spatial d'un an est estimé à 800 mSv, valeur à comparer à 20 mSv qui correspond à l'équivalent de dose maximal autorisé pour un employé d'une centrale nucléaire française.

Les violentes éruptions solaires peuvent être aussi redoutables, pouvant exposer un astronaute non protégé à une dose de plusieurs sieverts en quelques heures. A l'heure actuelle, les effets d'une forte irradiation sur une longue période de temps sont inconnus, les seules informations à ce sujet provenant malheureusement uniquement des victimes d'explosions ou d'accidents nucléaires, ou encore d'accidents de laboratoire.

Pour résoudre le problème du rayonnement cosmique, plusieurs projets ont été étudiés [27] comme par exemple l'écran matériel ou le bouclier magnétique. L'écran matériel consiste à entourer le module habitable par une épaisseur suffisante de matière : pour un écran constitué d'eau, il faudrait une épaisseur minimale de 5 m, ce qui nécessiterait une masse d'eau de l'ordre de 500 tonnes, soit six fois la charge utile de la navette spatiale américaine !

Le bouclier magnétique quant à lui consisterait à produire un champ magnétique autour du vaisseau suffisamment puissant pour dévier les particules chargées. Malheureusement, l'intensité nécessaire pour repousser des protons de plusieurs GeV sur quelques mètres de distance est de l'ordre d'une vingtaine de teslas, soit 600 000 fois plus que le champ magnétique terrestre ! Indépendamment du fait qu'il soit actuellement techniquement irréalisable de produire un tel champ magnétique autour d'un vaisseau spatial, le problème de son innocuité pour le corps humain se pose également. Une solution serait alors de produire un second champ magnétique, annulant le précédent à l'intérieur du vaisseau, ce qui compliquerait et alourdirait encore le système.

Le problème est donc loin d'être résolu, et il risque de rendre l'exploration humaine de la planète Mars beaucoup moins attrayante pour les futurs astronautes.

²le Sievert (Sv) est une unité d'équivalent de dose, c'est-à-dire une mesure de la quantité de rayonnement absorbée par unité de masse ($J.kg^{-1}$), pondérée par un facteur dosimétrique introduit pour prendre en compte les effets biologiques de l'énergie absorbée selon le type de rayonnement.

1.4.2 Sursauts gamma et grandes extinctions

Les sursauts gamma (Gamma Ray Burst, GRB par la suite) sont des phénomènes extrêmement violents qui libèrent une quantité d'énergie colossale. L'explosion d'un sursaut gamma dans le proche voisinage de la Terre, à quelques kpc, pourrait causer des dommages considérables à toute la biosphère terrestre. De récentes estimations [26] du taux de GRBs dans la Voie Lactée semblent indiquer qu'un événement dangereux pourrait se produire en moyenne deux fois par milliard d'années. La Terre ayant connu au moins cinq grandes extinctions au cours de l'histoire de la vie, il est possible qu'un sursaut gamma ait contribué à un des ces cataclysmes. Plus particulièrement, il y a 440 millions d'années, la première grande extinction de l'Ordovicien pourrait avoir été initiée par l'explosion d'un GRB [24].

Les effets dévastateurs d'un sursaut gamma viennent du fait que l'émission du rayonnement est brève et extrêmement intense. Imaginons le scénario catastrophe suivant : un GRB situé à 700 pc irradie pendant 10 secondes une face de la Terre d'un flux de 80 kW par m², composé principalement de photons X et γ . Ces photons interagissent dans la stratosphère en ionisant et dissociant les molécules, entraînant la formation d'oxydes d'azote au dépend de l'ozone. Une fraction de ces photons primaires peut atteindre le sol sous forme d'un rayonnement UV suffisamment intense pour être mortel pour toute une variété d'organismes. Cependant, les principaux effets dévastateurs proviennent de la déplétion de la couche d'ozone sur une grande surface, exposant ainsi l'ADN des malheureuses formes de vie présentes au rayonnement UV du soleil. Pour achever le travail, le dioxyde d'azote formé dans la stratosphère, étant opaque à la lumière visible, provoque une chute globale des températures à la surface du globe.

Les rayons cosmiques pourraient aussi avoir un impact sur la biosphère terrestre [25] : en effet, si les GRBs accélèrent des rayons cosmiques jusqu'à très haute énergie, les flux de muons secondaires arrivant au sol peuvent endommager l'ADN des organismes vivants provoquant des mutations.

1.4.3 Eclairs et rayons cosmiques

Chaque jour, environ 4 millions d'éclairs frappent la surface du globe, et le phénomène a déjà été observé sur d'autres planètes. Cependant, comment les orages produisent des éclairs

reste une question ouverte bien après les découvertes de B.Franklin en 1752. Une explication intéressante a été proposée par les physiciens : les éclairs seraient intimement liés aux rayons cosmiques.

Le processus envisagé serait le suivant : dans la haute atmosphère, un rayon cosmique primaire entre en collision avec une molécule de l'air produisant ainsi une gerbe de particules secondaires de haute énergie. Les particules de la gerbe, en particulier les électrons, frappent les molécules d'air dans le nuage orageux et éjectent d'autres électrons à très haute énergie. Accélérés par les champs électriques qui règnent entre les parties chargées positivement et négativement du nuage, ces particules engendrent une avalanche d'électrons de haute énergie libérant par bremsstrahlung des photons X et gamma. Des mesures récentes [23] ont montrées que ces bouffées de rayons gamma peuvent être suffisamment intenses pour atteindre le sol, l'énergie de certains photons pouvant dépasser la dizaine de MeV.

Une fois l'éclair amorcé, les électrons se propagent par bonds le long d'un canal ionisé. A chaque étape, ceux ci s'accumulent aux endroits où le canal change de direction, créant un champ local intense qui accélère d'avantage d'électrons. L'amplification se poursuit jusqu'à ce que le canal atteigne le sol, permettant ainsi le passage de l'impulsion de courant qui produit la lumière visible. L'étude des rayons X produits par les éclairs est donc une nouvelle voie de recherche qui permettra peut être de percer le mystère de cet impressionnant phénomène naturel.

Chapitre 2

Les grandes gerbes atmosphériques

Résumé du chapitre :

Le terme de gerbe atmosphérique désigne la cascade de particules secondaires produites lors de l'interaction d'une particule primaire avec les molécules de l'atmosphère. Ce processus transforme l'énergie d'une seule particule cosmique en une quantité colossale de particules d'énergies plus faibles et de rayonnement. La description des propriétés des gerbes atmosphériques nécessite l'utilisation de simulations numériques, dont les résultats dépendent de nos connaissances (ou plutôt de notre degré d'ignorance !) des sections efficaces d'interaction à très haute énergie des particules primaires. Nous définirons dans ce chapitre le vocabulaire et les notions essentielles concernant la physique des gerbes atmosphériques.

2.1 L'atmosphère : un calorimètre naturel

La détection directe des rayons cosmiques primaires d'ultra haute énergie est techniquement irréalisable : du fait de l'extrême faiblesse du flux à ces énergies, il faudrait déployer une surface de détection gigantesque dans l'espace... La seule solution pour les physiciens est donc d'étudier les particules secondaires produites lors de l'interaction de la particule primaire avec les atomes de l'atmosphère terrestre. Celle-ci joue le rôle d'un calorimètre dans lequel les particules vont dissiper toute leur énergie. Cependant, contrairement aux calorimètres utilisés couramment en physique des particules, l'atmosphère n'est pas un milieu simple : celle-ci n'est homogène ni dans l'espace ni dans le temps ! De plus le champ géomagnétique terrestre complique le problème de par son influence sur les photons primaires d'ultra haute énergie et sur les particules chargées de la gerbe pour des angles zénithaux importants. Il est donc important de caractériser correctement toutes les propriétés physiques de l'atmosphère (pression, température...) au-dessus du site expérimental. Cette connaissance est d'ailleurs cruciale dans la méthode de détection par fluorescence (cf. chapitre 3) qui est de plus sensible à des paramètres tels que le taux d'aérosol dans l'air, le taux d'humidité etc...

Dans le cadre de la description du développement des gerbes, le paramètre le plus important est la masse volumique de l'air. La quantité qui décrit intuitivement la variation de la masse volumique avec l'altitude est la profondeur atmosphérique verticale : $X_v(h) = \int_h^\infty n_{\text{atm}}(z)dz$ ou n_{atm} est la densité de l'air et h l'altitude. Cependant, pour une gerbe inclinée, l'épaisseur de matière traversée varie avec l'angle zénithal θ : si l'on néglige la courbure de la Terre ¹, on a la relation simple $X(h) = X_v(h)/\cos(\theta)$. La profondeur verticale atmosphérique calculée ainsi est d'environ 1000 g.cm^{-2} au niveau de la mer, et presque 6 fois plus pour un angle zénithal de 80° .

2.2 Le développement des gerbes atmosphériques

Les différents types de particules composant une gerbe sont communément regroupées en trois familles :

- * la composante électromagnétique : les électrons/positons et les photons
- * la composante muonique : les $\mu^\pm$, et leurs neutrinos associés $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$

¹pour des angles zénithaux inférieurs à 80° , l'erreur sur X due à cette approximation est inférieure à 4%.

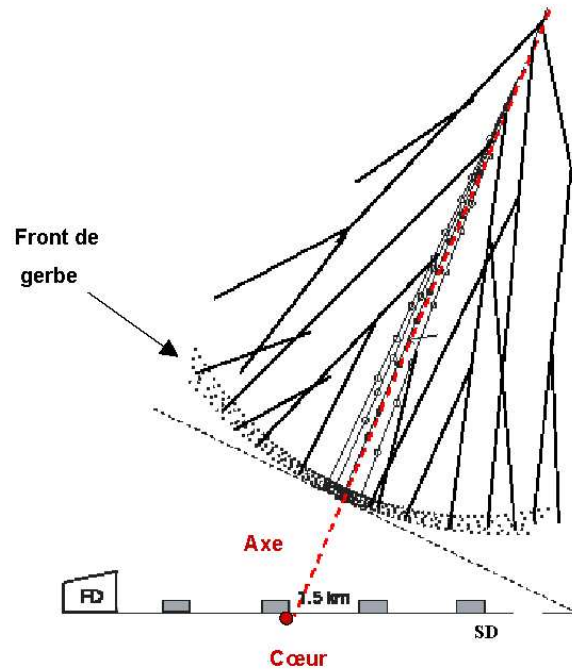


FIG. 2.1 – Représentation des caractéristiques géométriques d'une gerbe atmosphérique.

* la composante hadronique : les différents hadrons produits ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0$, etc..) ainsi que les nucléons et les fragments nucléaires.

Bien que toujours présentes dans une gerbe, les proportions avec lesquelles sont représentées ces trois composantes dépendent fortement de la nature de la particule primaire, de son énergie ainsi que son angle d'incidence dans l'atmosphère. Par exemple, une gerbe initiée par un photon ou un électron ne contiendra pratiquement aucune composante hadronique ni muonique. Ce type de gerbe est appelé gerbe électromagnétique car le développement de la cascade est dominé par l'interaction électromagnétique. Les gerbes initiées par des nucléons ou des noyaux donnent lieu à des gerbes dites hadroniques. Celles-ci possèdent une composante électromagnétique qui se développe parallèlement, emportant environ 90% de l'énergie du primaire. L'évolution générale d'une cascade de particules est donc dominée par le destin de sa composante électromagnétique. Il est donc pédagogiquement intéressant d'étudier le comportement d'une gerbe électromagnétique dans un premier temps.

La nature stochastique des processus d'interaction mis en jeu a pour conséquence, au grand désarroi des physiciens, que chaque gerbe est unique et peut avoir des caractéristiques éloignées

Description d'une gerbe : observables physiques

Les termes couramment utilisés pour décrire la géométrie de la gerbe (cf figure (2.1)) sont les suivants :

- * *L'axe* : c'est une droite qui correspond à la trajectoire qu'aurait suivi la particule primaire incidente si elle n'avait pas interagi. L'axe définit donc la direction d'arrivée de la gerbe au sol, les particules secondaires se propageant de façon globalement collimée autour de l'axe.
- * *Le coeur* : est le point d'intersection de l'axe avec la surface terrestre. Il correspondrait au point d'impact au sol du rayon cosmique primaire s'il n'avait pas interagi.
- * *Le front* : désigne l'ensemble des particules secondaires se propageant vers le sol à la vitesse de la lumière. En première approximation, on peut modéliser le front de gerbe comme une surface plane, cependant, les particules subissant des diffusions multiples le long de leur trajec-

toire, il est plus réaliste de considérer une surface dont la courbure est une observable physique qui dépend de la nature, de l'énergie et de l'angle d'incidence de la particule primaire.

- * *Le profil latéral* : désigne la projection du nombre de particules dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. C'est une "tranche" de la gerbe découpée à un moment donné de son développement. Le profil latéral est mesuré au sol en disposant un réseau de détecteurs régulièrement espacés. La quantité de signal mesuré en fonction de la distance à l'axe représente le profil latéral de la gerbe.
- * *Le profil longitudinal* : désigne l'évolution du nombre de particules le long de la trajectoire de la gerbe dans l'atmosphère. La profondeur verticale atmosphérique à laquelle le nombre de particules est maximal est appelé X_{max} et est mesuré en g.cm^{-2} .

du comportement moyen. Une gerbe d'une énergie donnée peut ainsi ressembler à une gerbe d'une autre énergie, ou provenant d'une particule primaire différente. Cette propriété rend quasiment impossible l'identification directe de la nature du rayon cosmique primaire, seule une séparation statistique est envisageable.

2.2.1 Gerbes électromagnétiques

Les gerbes électromagnétiques (EM) désignent les cascades de particules produites par l'interaction d'un photon ou d'un électron² de haute énergie avec la matière. Les gerbes électromagnétiques ont un comportement moins fluctuant que les gerbes hadroniques : en effet, les photons et les électrons qui constituent les gerbes EM ont une variété de modes d'interactions probables beaucoup moins riche que pour les hadrons. Il en résulte une régularité dans le développement de la cascade que l'on peut plus facilement caractériser. La théorie de l'électrodynamique quantique permet d'effectuer des calculs très précis pour simuler le développement

²Dans cette partie, le mot "électron" désignera aussi bien un électron ou un positon

des gerbes électromagnétiques.

Développement d'une gerbe électromagnétique

La description détaillée du développement d'une gerbe atmosphérique nécessite le recours à la simulation numérique. Néanmoins, en première approximation, il est possible de décrire analytiquement le comportement moyen d'une gerbe électromagnétique. La théorie analytique de Greisen et Rossi [28] élaborée dans les années 40 conduit à des formules semi-empiriques qui sont relativement bien reproduites par les simulations. Afin de comprendre les principales caractéristiques des gerbes électromagnétiques sans rentrer dans les détails, considérons le modèle extrêmement simpliste développé par Heitler [30].

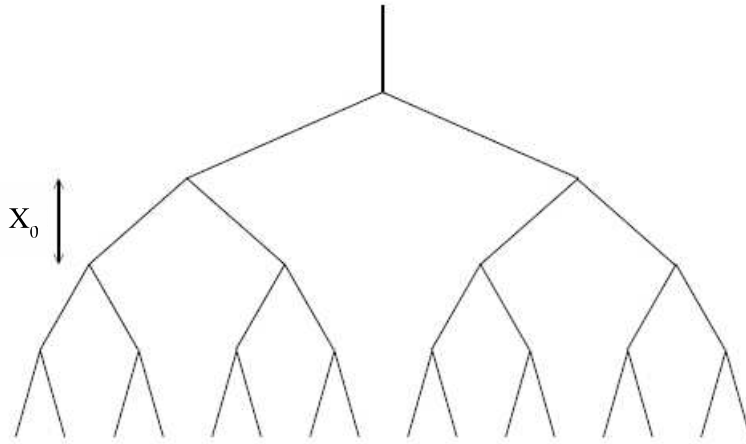


FIG. 2.2 – Modèle très simplifié du développement d'une gerbe électromagnétique. Au bout de chaque longueur de radiation X_0 , le nombre de particules double.

Le principe est le suivant :

- * seuls les processus de créations de paires et de bremsstrahlung sont considérés
- * au bout d'une longueur de radiation ³ (que l'on notera X_0) :

³La perte relative d'énergie d'un électron par rayonnement de freinage lorsqu'il traverse une épaisseur dx de matière est donnée par $\frac{d\langle E \rangle}{E} \simeq \frac{dx}{X_0}$ ou X_0 est la longueur de radiation. La probabilité de création de paire e^+e^- pour un photon γ traversant la même épaisseur est aussi en première approximation $dP \simeq \frac{dx}{X_0}$. La longueur X_0 étant inversement proportionnelle à la masse volumique du milieu, on utilise souvent le produit ($X_0 \times$ masse volumique) exprimé en $g.cm^{-2}$.

- ★ chaque électron a produit par bremsstrahlung un photon et un électron ayant chacun la moitié de l'énergie initiale.
- ★ chaque photon a produit une paire e^+e^- , l'énergie étant également répartie entre les deux électrons.

Gerbes électromagnétiques : les processus physiques

Les principaux processus qui interviennent dans le développement d'une gerbe électromagnétique sont les suivants :

★ **Le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung** : sous l'effet du champ coulombien des noyaux, les électrons perdent de l'énergie en émettant des photons gamma. Le phénomène peut être décrit classiquement en considérant que l'électron subi une accélération due à la présence du champ électrique du noyau, rayonnant ainsi une onde électromagnétique.

★ **La conversion des photons en paires e^+e^-** : elle nécessite également la présence du champ coulombien des noyaux. Seuls les photons suffisamment énergétiques peuvent produire des paires, la section efficace devenant conséquente à partir de plusieurs MeV.

★ **Les pertes d'énergie des électrons par ionisation ou excitation des atomes du milieu** : ces pertes sont pratiquement indépendantes de l'énergie de l'électron et sont en compétition avec le rayonnement de freinage. L'énergie E_c pour laquelle les pertes par ionisation deviennent égales aux pertes par bremsstrahlung est appelée énergie critique et est de l'ordre de 83 MeV. Lorsqu'un électron atteint cette énergie critique, il va alors perdre toute son énergie sur une longueur de radiation.

★ **La diffusion multiple** : les électrons subissent des petites déviations angulaires dans le champ des noyaux et développent ainsi la gerbe dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation.

Dans le cadre d'une description plus fine du développement de la gerbe, il faudrait ajouter :

★ **La photoproduction et l'électroproduction de hadrons** : qui sont à l'origine d'une sous-gerbe hadronique. Cependant, les sections efficaces de ces processus sont faibles devant la création de paire et le bremsstrahlung. Il faut néanmoins les prendre en compte si l'on veut connaître la proportion de muons produits par les gerbes électromagnétiques.

★ **L'effet Compton** : intervenant pour les photons de basse énergie (de l'ordre du MeV).

★ **L'effet LPM (Landau-Pomeranchuk-Migdal)** : qui diminue la section efficace des processus électromagnétiques dans la matière pour les photons ou électrons d'ultra haute énergie. Les conséquences directes de cet effet sont un développement plus tardif et plus fluctuant de la gerbe.

★ **L'effet de pré-shower** : les photons d'ultra haute énergie ($E > 5 \cdot 10^{19} \text{eV}$) peuvent interagir avec le champ magnétique terrestre pour créer des paires e^+e^- qui initient une pré-gerbe avant l'entrée dans l'atmosphère. Ces particules ayant moins d'énergie que le photon primaire, elles subissent moins l'effet LPM et donnent lieu à une gerbe électromagnétique dont le développement est moins fluctuant.

Prenons comme point de départ une particule primaire, photon ou électron, d'énergie E_0 pénétrant l'atmosphère terrestre. Au bout d'une longueur de radiation, deux particules d'éner-

gie $E_0/2$ sont créés : une paire e^+e^- dans le cas où le primaire était un photon et un électron accompagné d'un photon issu du bremsstrahlung dans l'autre cas. Au bout de $2X_0$, le nombre de particules passe à 4 et ainsi de suite. Au bout de n étapes, la gerbe contient 2^n particules ayant chacune l'énergie $E = E_0/2^n$. La gerbe croît ainsi jusqu'à ce que les électrons atteignent l'énergie critique E_c à partir de laquelle ils vont être arrêtés au bout d'une longueur de radiation en moyenne. Le maximum de développement de la gerbe est donc atteint après un nombre d'étapes $n_{\max}$ tel que $E_c = E_0/2^{n_{\max}}$. La profondeur correspondant au maximum de développement est donc donnée par : $X_{\max} = X_0 \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)}$, et le nombre moyen de particules au maximum par l'expression $N_{\max} = E_0/E_c$.

Ce modèle permet donc de dégager les aspects principaux du développement d'une gerbe électromagnétique. Le processus s'effectue en trois phases successives : une phase de croissance où les particules se multiplient grâce à l'alternance création de paires-bremsstrahlung ; un maximum de développement et enfin une phase d'extinction où les particules déposent toute leur énergie dans l'atmosphère. La profondeur au maximum de développement varie logarithmiquement avec l'énergie alors que le nombre de particules au maximum varie linéairement avec E :

$$X_{\max} \propto \ln(E_0/E_c) \quad (2.1)$$

$$N_{\max} \propto E_0 \quad (2.2)$$

Ces équations expriment le fait que plus la particule primaire a une énergie élevée, plus le nombre d'étapes nécessaires pour répartir l'énergie entre les particules secondaires est grand.

Il est intéressant de noter que malgré son extrême simplicité, ce modèle permet de prédire une évolution de $N_{\max}$ et $X_{\max}$ avec l'énergie qui est assez proche de la réalité. Le lecteur passionné pourra bien sûr trouver des modèles analytiques plus détaillés dans la littérature [29]. Néanmoins, la description fine de toutes les propriétés de la gerbe reste extrêmement complexe et nécessite l'utilisation de programmes de simulation.

2.3 Gerbes hadroniques

Lorsque la particule primaire est un noyau ou un nucléon, la cascade démarre par le biais d'une interaction forte avec le noyau d'un atome présent dans l'atmosphère [33]. Cette "col-

lision" extrêmement violente conduit aussi bien à la fragmentation du noyau cible qu'à celle du noyau incident. Les fragments nucléaires vont continuer à interagir et vont constituer le coeur de la cascade hadronique. Lors de cette première interaction, des pions ($\pi^\pm, \pi^0$) et des kaons ($K^\pm, K^0$) sont également produits. Les pions neutres π^0 ayant un temps de vie très court se désintègrent en deux photons, qui vont alors initier une sous-gerbe électromagnétique. Les pions chargés quant à eux vont interagir tant que leur longueur d'interaction est plus courte que leur longueur de désintégration ⁴. Les $\pi^\pm$ de haute énergie interagissent alors et produisent d'autres pions neutres et chargés. A chaque étape, environ un tiers de l'énergie est cédée aux π^0 qui alimentent la composante électromagnétique. Au total, environ 90% de l'énergie du primaire se retrouve sous la forme d'électrons et de photons possédant une énergie moyenne de l'ordre d'une dizaine de MeV. Lorsque l'énergie moyenne des $\pi^\pm$ atteint une énergie critique $E_c^\pi \simeq 9$ GeV, la longueur d'interaction et la longueur de désintégration deviennent égales : les pions commencent alors à se désintégrer en muons et neutrinos, alimentant ainsi la composante muonique. Les muons, du fait de la dilatation relativiste de leur temps de vie, peuvent parcourir de grandes distances avant de se désintégrer en un électron et un neutrino.

Les kaons, de part leur grande variété de canaux de désintégration possibles alimentent de la même façon que les pions les différentes composantes de la gerbe en produisant des $\pi^\pm, \pi^0$ ainsi que des muons.

2.3.1 Maximum de développement longitudinal

Lorsque les pions chargés atteignent l'énergie critique E_c^π , ils se désintègrent et interrompent alors le processus de multiplication des particules. Cependant, la composante électromagnétique continue de se développer tant que les électrons ont une énergie supérieure à l'énergie critique E_c définie auparavant. Les résultats du modèle simpliste décrivant le développement d'une gerbe électromagnétique peuvent donc s'appliquer dans le cas où le primaire est un noyau ou un nucléon : en effet, le maximum de développement d'une telle gerbe correspond au maximum de développement de sa composante électromagnétique. En première approximation, un noyau de masse atomique A et d'énergie E_0 peut être considéré comme étant composé de A nucléons indépendants. Une gerbe produite par un noyau peut alors être modélisée comme une

⁴la longueur d'interaction et la longueur de désintégration correspondent à la distance moyenne parcourue par la particule avant d'interagir ou respectivement de se désintégrer.

superposition de A gerbes d'énergie E_0/A puisque les nucléons sont supposés avoir des points de première interaction indépendants les uns des autres. L'équation (2.2) indique alors que la profondeur du maximum de développement varie avec A selon : $X_{\max} \propto \ln(E_0/(A \times E_c))$.

Composante muonique et identification

Les muons provenant essentiellement de la désintégration des pions, la proportion de muons dans une gerbe est sensible à la nature de la particule primaire. Par exemple une gerbe initiée par un photon contiendra très peu de muons comparée à une gerbe initiée par un proton, qui elle-même possède une composante muonique moins importante qu'une gerbe produite par un noyau de fer. Pour comprendre l'origine de cette différence du nombre de μ entre une gerbe de proton et une gerbe de fer, reprenons notre petit modèle de développement des gerbes dans le cas où la particule primaire est un noyau ou un nucléon.

Cette fois-ci, l'unité de longueur caractéristique est la longueur d'interaction des pions dans l'atmosphère λ_π , car c'est elle qui détermine l'évolution du nombre de π . Prenons l'exemple d'une gerbe initiée par un proton : après chaque λ_π , supposons que n particules soient créées à chaque interaction, l'énergie initiale se répartissant en $1/3$ de π^0 et $2/3$ de $\pi^\pm$. Au bout de k étapes, la gerbe contient donc $\left(\frac{2n}{3}\right)^k \pi^\pm$ d'énergie $\frac{E_0}{n^k}$ où E_0 est l'énergie du primaire. La multiplication du nombre de pions cesse quand leur énergie atteint E_c^π soit au bout de $k = \frac{\ln(E_0/E_c^\pi)}{\ln(n)}$ longueurs d'interaction. Le nombre de muons produits par une gerbe de proton s'écrit donc :

$$N_{\mu^\pm}^p = \left(\frac{2n}{3}\right)^{\frac{\ln(E_0/E_c^\pi)}{\ln(n)}} \propto \left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right)^{\frac{\ln(2n/3)}{\ln n}} \propto (E_0)^\alpha$$

Le nombre de particules produites à chaque interaction n augmente avec l'énergie : aux énergies extrêmes qui nous intéressent, n est compris entre 200 et 600 ce qui conduit à une évolution du nombre de muons avec l'énergie en $(E_0)^{0.92}$ ou $(E_0)^{0.94}$ respectivement. Comme précédemment, une gerbe produite par un noyau ${}_A^ZX$ peut être modélisée comme une superposition de A gerbes d'énergie E_0/A . Le nombre de muons s'écrit comme :

$$N_{\mu^\pm}^A = A^{1-\alpha} N_{\mu^\pm}^p \quad (2.3)$$

Ainsi, pour une gerbe initiée par un noyau de fer, le nombre de particules électromagnétiques ($\gamma, e^\pm$) ne change pas alors que le nombre de muons est augmenté d'un facteur compris entre 1,36 et 1,3 si l'on prend $A = 56$ et $n = 200$ ou $n = 600$ respectivement.

Ces valeurs sont en bon accord avec les prédictions des programmes de simulations des gerbes atmosphériques. Il ne faut cependant pas attacher trop d'importance à cette valeur numérique, qui reste une estimation très grossière. En effet, un modèle aussi simple que celui que nous avons utilisé comme exemple ne saurait décrire la complexité du développement d'une gerbe hadronique.

2.3.2 Profils latéraux et longitudinaux

Les caractéristiques essentielles d'une gerbe atmosphérique peuvent être déterminées en mesurant, d'une part la distribution latérale des particules au sol, d'autre part l'évolution du nombre de particules avec l'épaisseur d'atmosphère traversée.

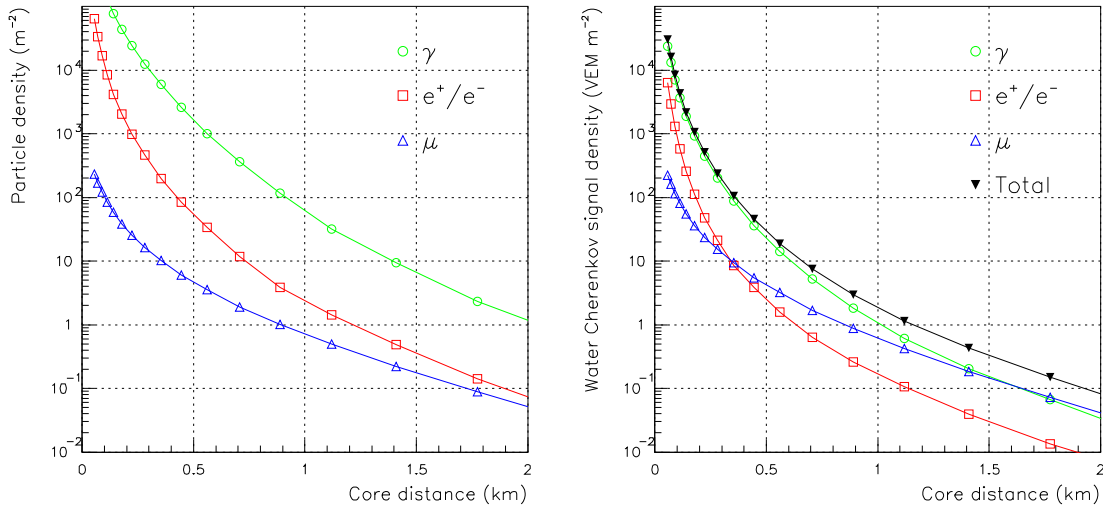


FIG. 2.3 – Profil latéral obtenu par la simulation d'un proton de 10^{19} eV (d'après [5]) pour la composante muonique et électromagnétique. La figure de droite représente le signal convolué avec la réponse d'un détecteur du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger.

Profil latéral La distribution du nombre de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe dépend de la nature de la particule primaire, de l'énergie, de l'angle zénithal. Cet étalement latéral de la gerbe est principalement dû aux diffusions multiples que subissent les particules chargées en interagissant avec le champ coulombien des noyaux de l'atmosphère. Les électrons étant plus nombreux et beaucoup plus déviés que les muons, le profil latéral est donc dominé par le comportement de la composante électromagnétique. Lorsque la distance à l'axe augmente, le nombre moyen de particules diminue rapidement : cette fonction est déterminée de manière empirique et peut être paramétrisée de différentes manières. La figure 2.3 illustre un exemple de profil latéral obtenu par la simulation d'un proton d'énergie égale à 10^{19} eV. La densité de particules en fonction de la distance est représentée pour les muons, les photons et les électrons. La réponse simulée d'un détecteur du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger est représentée sur la figure de droite, mettant clairement en évidence la plus grande sensibilité du détecteur aux muons.

Plusieurs fonctions sont utilisées par la collaboration Auger, notamment :

* la fonction de type NKG⁵ :

$$S(r) = A \left[\left(\frac{r}{r_s} \right) \left(1 + \frac{r}{r_s} \right) \right]^{-\beta} \quad (2.4)$$

où le paramètre libre est A , β étant fixé par l'angle zénithal et $r_s = 1000\text{m}$.

* la fonction dite parabole log-log :

$$S(r) = 10^{\left(A + B \left(\frac{r}{r_0} \right) + C \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right)} \quad (2.5)$$

ou les paramètres B et C peuvent être fixés ou laissés libres, en fonction de la quantité d'information disponible dans les données pour l'ajustement de la courbe.

Il convient de rappeler que ces formules décrivent le comportement *moyen* des gerbes et que chaque cascade de particules détectée est unique. La prise en compte des fluctuations dans le développement des gerbes est importante pour déterminer une procédure de reconstruction et d'analyse la plus précise possible.

Profil longitudinal Le profil longitudinal caractérise le développement de la gerbe avec la profondeur d'atmosphère traversée. La figure 2.4 représente une simulation de gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV et le profil longitudinal associé.

Le nombre moyen de particules à une profondeur atmosphérique donnée peut être paramétrisé par la formule de Gaisser-Hillas :

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \frac{X_{max} - X_0}{\lambda} \quad (2.6)$$

avec $\lambda = 70\text{g.cm}^{-2}$. N_{max} est le nombre maximum de particules atteint lorsque la gerbe est en X_{max} et X_0 est la profondeur atmosphérique de la première interaction. La valeur du maximum de développement varie avec l'énergie et la nature du rayon cosmique primaire.

⁵en référence à Nishimura, Kamata [32] et Greisen[31]

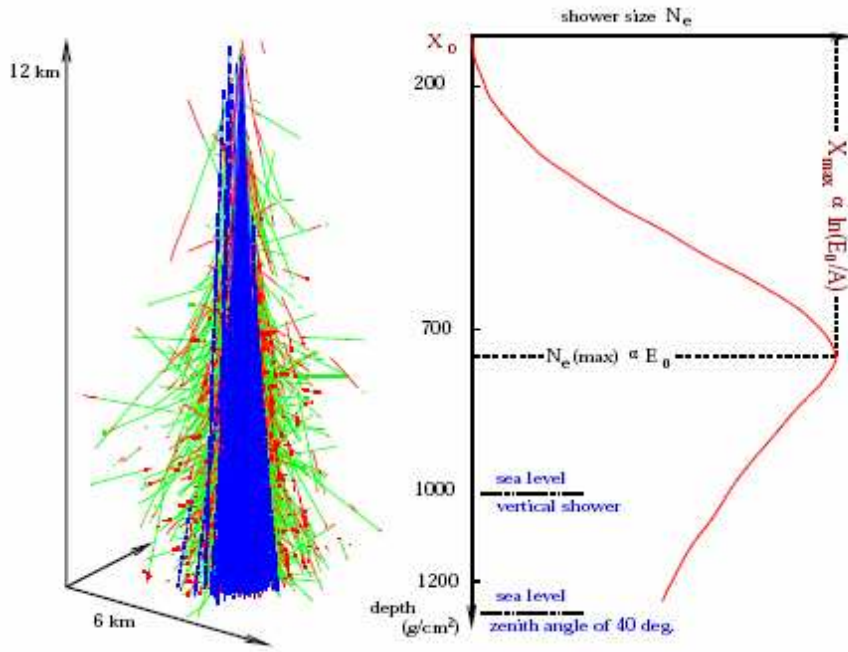


FIG. 2.4 – Simulation d’une gerbe à 10^{19} eV d’après [40] : en bleu et proche du coeur sont représentées les trajectoires des muons, en rouge les $e^\pm$ et en vert les photons. Le profil longitudinal est indiqué à droite ainsi que la profondeur du maximum de développement X_{max} .

2.4 Simulations

Les récents développement de l’informatique ont permis aux physiciens de modéliser des phénomènes de plus en plus complexes grâce à la simulation numérique. Celle ci est incontournable pour étudier et caractériser précisément le développement d’une gerbe atmosphérique. Plusieurs programmes de simulations ont été développés en s’appuyant sur des algorithmes utilisés en physique des particules, suivant les besoins et le niveau de raffinement exigés par les différentes expériences. Les programmes de simulations de gerbes atmosphériques les plus utilisés à ce jour sont AIRES [41] (AIR shower Extended Simulation) et CORSIKA [42] (Cosmic Ray Simulations for Kascade). Ce dernier est considéré comme plus fiable et plus détaillé que AIRES et est utilisé actuellement par un grand nombre d’expériences telles que HESS, Kascade ou Auger.

Le principe de la simulation consiste à suivre pas à pas la propagation des particules dans

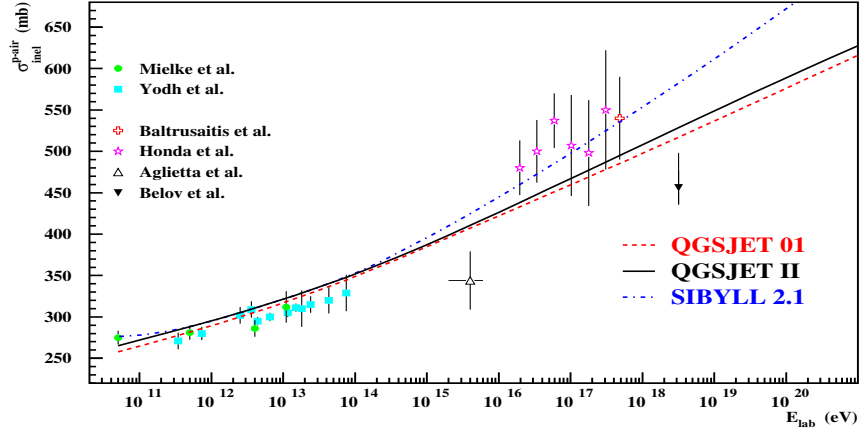


FIG. 2.5 – Section efficace totale d’interaction inélastique proton-air mesurée par différentes expériences (d’après [40]) : JACEE [34], Fly’s Eye ([35] , [39]), Akeno [36] , EAS-TOP [37] et d’un calorimètre hadronique utilisé par MIELKE [38]. Les prédictions des modèles d’interaction hadronique QGSJET 1 et 2 ainsi que Sibyll sont représentées par les courbes en trait plein et pointillés.

l’atmosphère en incluant toutes les interactions ou désintégrations possibles. L’atmosphère est elle même modélisée par une relation entre les variables pression, température et densité en fonction de l’altitude. Le nombre de particules à traiter étant considérable, un algorithme d’échantillonnage est appliqué pour réduire le temps de calcul : les particules ne sont plus suivies individuellement dès lors que leur énergie passe en dessous d’un seuil fixé. Seule une fraction de ces particules est conservée avec une probabilité dépendant de leur énergie.

Les interactions hadroniques à basse énergie (pour une énergie dans le centre de masse inférieure à quelques dizaines de GeV) sont simulées par des modèles ajustés sur les données expérimentales issues de la physique sur accélérateurs. Le programme FLUKA [43] (FLUctuating KAscade) est actuellement le plus utilisé et le plus en accord avec les données disponibles. Pour les interactions hadroniques à haute énergie, l’absence de données expérimentales conduit à extrapoler les sections efficaces sur plusieurs ordres de grandeurs ou à ajuster les modèles pour rendre compte des données à plus basse énergie. Parmi ces modèles, les trois plus couramment utilisés sont Sibyll [44], QGSJet [45] (Quark Gluon String model with Jet) et DPMJet [46] (Dual Parton Model with Jet). Ces modèles présentent de nombreuses différences et prévoient des gerbes dont le développement peut être sensiblement modifié. Par exemple, les sections

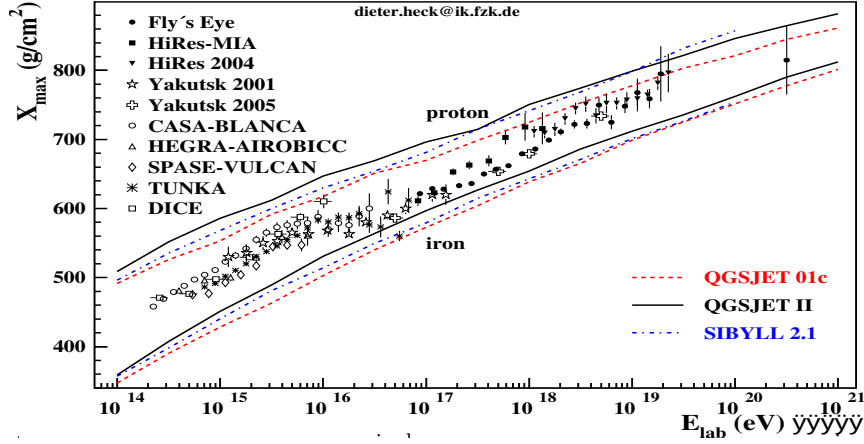


FIG. 2.6 – Variation de X_{max} avec l'énergie mesurée par différentes expériences (d'après [40]). Les courbes représentent les prédictions de différents modèles d'interaction hadronique pour des primaires protons ou fers.

efficaces d'interaction inélastique proton-air calculées par Sibyll sont plus grandes que celles obtenues avec QGSJET : à haute énergie (10^{20} eV) la différence peut atteindre 20 % (cf figure 2.4). Un changement de la valeur de cette section efficace influe sur l'altitude de la première interaction et par conséquent sur le X_{max} et le reste du développement de la gerbe.

La figure 2.4 montre les différentes prédictions de X_{max} par les modèles QGSJET (version 1 et 2) et Sibyll, comparées aux données expérimentales. Les prédictions de QGSJET 1 et de Sibyll sont significativement différentes pour les protons au-dessus de 10^{17} eV alors que QGSJET 2 semble être en accord avec Sibyll. La nouvelle version de QGSJET [40] produit des gerbes ayant un X_{max} plus élevé d'une vingtaine de $g.cm^{-2}$ que la version précédente, privilégiant donc une composition plus lourde. Les résultats de l'expérience KASCADE [47] semblent indiquer que les modèles QGSJET, DPMJET et Sibyll présentent des différences qui se réduisent pour les nouvelles versions, en restant compatibles avec les données dans la gamme d'énergie $[5 \cdot 10^{14} eV, 5 \cdot 10^{16} eV]$. Les simulations numériques sont utilisées par les physiciens pour développer les méthodes de reconstruction et d'identification des gerbes. Suivant les méthodes utilisées, les résultats peuvent être plus ou moins sensibles à un changement de modèle de simulation. Il est donc extrêmement important de tester et contraindre ces simulations en

multipliant les observations expérimentales et en déterminant des observables physiques les plus sensibles aux processus physiques à étudier.

Dans cette perspective, les futurs résultats du LHC auront donc des retombées importantes pour la physique du rayonnement cosmique et permettront d'améliorer notre connaissance des interactions hadroniques à haute énergie. Conscients des problèmes liés à la fiabilité des simulations, la collaboration Auger a donc consacré beaucoup d'efforts à la mise en place d'une procédure de reconstruction des gerbes très peu dépendante des simulations. Cette méthode est exposée dans le chapitre consacré à la reconstruction du spectre d'énergie des rayons cosmiques.

Chapitre 3

L'Observatoire Pierre Auger

Résumé du chapitre :

L'Observatoire Pierre Auger détecte les gerbes atmosphériques à partir de 10^{18} eV à l'aide de deux techniques : un réseau de surface composé de 1600 détecteurs à effet Tcherenkov répartis sur une surface de 3000 km^2 échantillonne les particules de la gerbe au sol, et 24 télescopes situés autour du réseau recueillent la lumière de fluorescence émise par les molécules de diazote excitées par le passage des particules de la gerbe. Nous décrirons les principales caractéristiques du détecteur et la procédure de reconstruction des événements.

3.1 Enjeux scientifiques

Le projet Auger a été conçu au début des années 90, dans l'espoir de percer le mystère des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Les données accumulées jusqu'alors semblaient indiquer l'existence de rayons cosmiques pouvant atteindre des énergies extrêmes, l'expérience Fly's Eye ayant même observé un événement d'énergie estimée à 3.2×10^{20} eV [49]. Cependant, le nombre de rayons cosmiques d'ultra haute énergie observés restait beaucoup trop faible pour pouvoir étudier l'origine et la nature du rayonnement cosmique dans cette gamme d'énergie. La conception d'un gigantesque détecteur fut alors lancée, celui-ci devait utiliser les deux techniques de mesures des gerbes atmosphériques connues à l'époque : la fluorescence et les réseaux de détecteurs de surface. Le projet Auger est actuellement une collaboration internationale réunissant plus de 300 physiciens et ingénieurs de part le monde dans un effort conjoint pour déterminer le flux, la nature et l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

Un des objectifs principaux de l'Observatoire Pierre Auger (que l'on nommera aussi OPA) est de mesurer avec précision le spectre d'énergie des rayons cosmiques de 10^{19} eV jusqu'aux énergies extrêmes. Les données expérimentales récentes semblent être en désaccord au sujet de l'existence d'une coupure à haute énergie dans le spectre : Hires , qui utilise la technique de la fluorescence, observe une chute brutale du flux [50] alors que AGASA , qui utilise un réseau de détecteurs au sol, affirme observer des événements au delà de 10^{20} eV [8]. L'OPA permettra de comprendre l'origine de ce désaccord en établissant une procédure d'estimation de l'énergie utilisant au maximum les informations des deux types de détecteurs.

La détermination du spectre d'énergie des rayons cosmiques à ultra haute énergie retient souvent l'attention de la communauté scientifique, cependant le potentiel de l'Observatoire Pierre Auger est bien plus vaste et permettra d'étudier toute une diversité de domaines de la physique, depuis les interactions fondamentales des particules jusqu'aux processus astrophysiques.

3.2 Le choix des sites expérimentaux

Le projet Auger à été conçu pour étudier les rayons cosmiques d'ultra haute énergie en provenance de toute la sphère céleste : la construction du site sud en Argentine sera donc suivie par celle du site nord situé dans le Colorado. L'observation des deux hémisphères permettra

d'étudier des objets astrophysiques complètement différents, comme par exemple le centre de la Voie Lactée visible depuis l'hémisphère sud ou l'amas de galaxies de Virgo, beaucoup mieux visible depuis l'hémisphère nord (compte tenu de la latitude du site Auger sud). La couverture totale du ciel sera aussi d'un intérêt majeur pour l'étude des anisotropies des directions d'arrivée des rayons cosmiques, aux grandes comme aux petites échelles.

Chacun des sites doit permettre la détection d'un nombre suffisant d'événements à ultra haute énergie dans la vingtaine d'année de fonctionnement impartie au projet. La très faible valeur du flux des rayons cosmiques à ces énergies extrêmes, de l'ordre d'une particule par kilomètre carré et par siècle à 10^{20} eV, impose donc de construire une imposante surface effective de détection. Les caractéristiques des sites où sont (où seront pour le site nord) installés les détecteurs sont dictées par la physique que l'on veut étudier et par les conditions techniques de réalisation du projet. Pour l'installation du réseau de détecteurs de surface, le problème revient à trouver une étendue d'au moins 3000 km^2 , située à une altitude la plus constante possible, comprise entre 1000 et 1500m, afin de pouvoir observer le maximum de développement des gerbes atmosphériques.

La latitude du site doit être comprise entre 35 et 40 degrés pour permettre une bonne couverture du ciel, et l'ensoleillement doit être suffisant pour alimenter les cuves dont le panneau solaire fournit la seule ressource énergétique. A cela il faut ajouter les contraintes liées à l'observation de la fluorescence : un ciel transparent et peu nuageux contenant peu d'aérosols en suspension ; une absence de pollution lumineuse (loin des villes) ainsi qu'un temps le plus sec et stable possible. Parmi les trois sites répondant à ces critères dans l'hémisphère sud, l'engagement du gouvernement et des physiciens argentins a fait pencher la balance en faveur du site de Malargüe en Argentine. Le site sud de l'Observatoire Pierre Auger y est en construction à l'heure actuelle, et devrait atteindre sa surface finale de 3000 km^2 à la fin de l'année 2007.

3.3 Le réseau de surface

La majeure partie des événements détectés par l'Observatoire Pierre Auger proviennent du seul réseau de surface, les événements hybrides représentant une fraction de l'ordre d'un dixième du nombre total. C'est donc le détecteur de surface (que l'on nommera aussi SD pour Surface Detector) qui va permettre d'obtenir une statistique importante grâce à son énorme surface de collection.

Le SD est constitué d'un réseau de 1600 stations indépendantes réparties sur une surface d'environ 3000km^2 , la maille élémentaire du réseau étant un triangle équilatéral de 1,5 km de côté. La distance entre deux stations a été choisie de manière à ce qu'une gerbe initiée par une particule primaire d'énergie supérieure ou égale à 1EeV touche au moins trois cuves, condition requise pour pouvoir reconstruire l'évènement. La surface de l'empreinte au sol d'une gerbe augmentant avec l'énergie, on peut remarquer que changer la distance entre les cuves revient donc à décaler l'énergie à partir de laquelle l'efficacité de détection vaut un. Les détails du calcul de l'acceptance du réseau de surface sont exposés dans le chapitre 4.

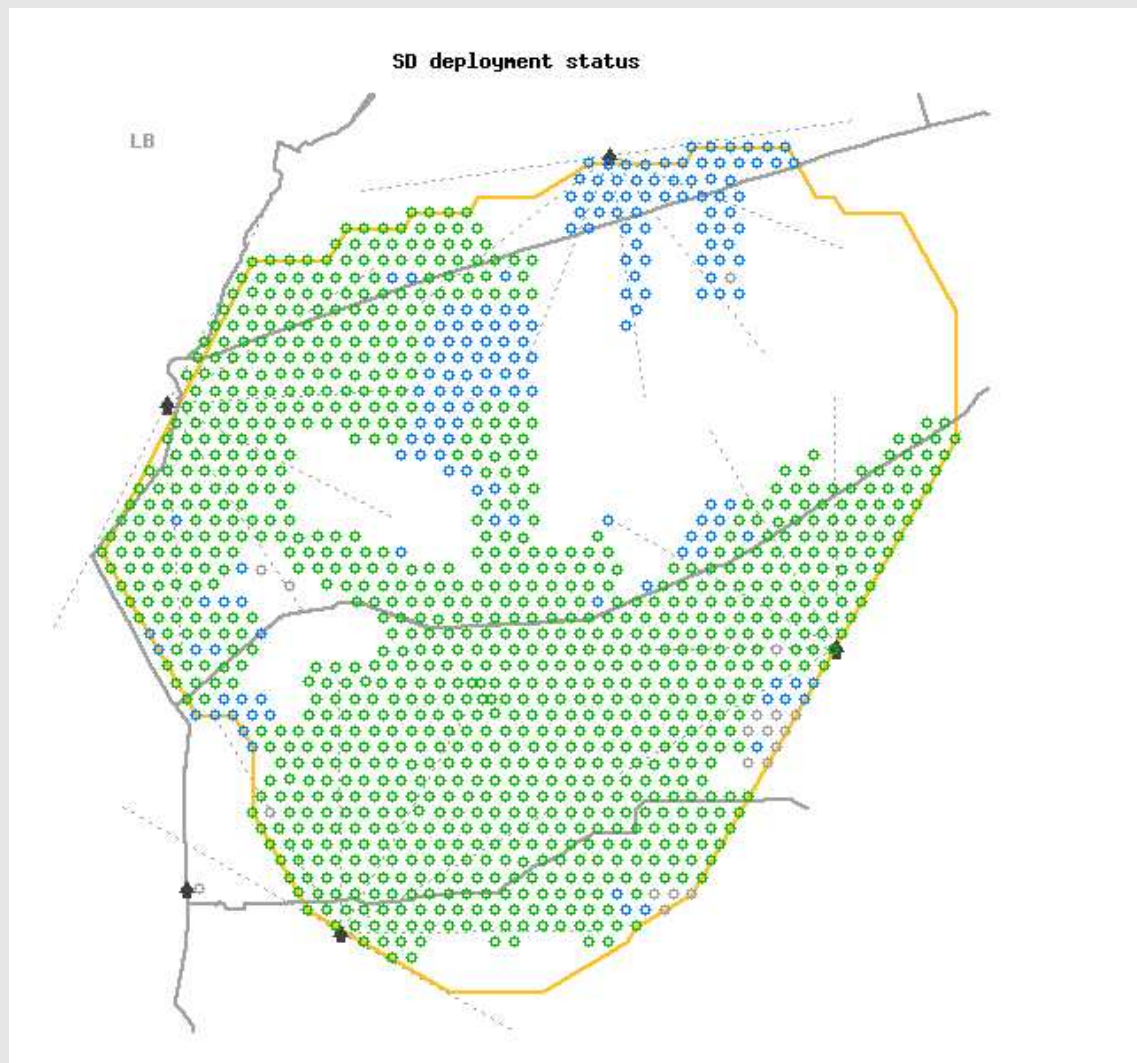
Le principe de la détection des rayons cosmiques avec le réseau de surface est le suivant : lorsqu'une gerbe atmosphérique tombe sur le réseau de surface, une fraction des milliards de particules qui la composent traversent quelques cuves à effet Cherenkov, y déposant tout ou partie de leur énergie. Les stations qui ont collecté suffisamment de signal en informent par ondes radios le centre d'acquisition¹ qui va déterminer en appliquant un algorithme de sélection que nous détaillerons par la suite si l'évènement est conservé ou non. Dans le cas où l'évènement est sélectionné, le CDAS interroge alors les cuves pour qu'elles transmettent leur données qui seront alors stockées. Le réseau complet de 1600 stations devrait ainsi détecter environ 1400 évènements par jour.

¹Central Data Acquisition System, ou CDAS pour les intimes

Le site de Malargüe

Les détecteurs de l'Observatoire Pierre Auger sont désormais visibles depuis le bord de la route, lorsque l'on approche de la ville de Malargüe (environ 18 000 habitants), au beau milieu de la "Pampa Amarilla", en référence à la couleur jaune de la végétation locale. Le site expérimental est compris entre -35° et -35.3° de latitude, à une altitude comprise entre 1300 et 1400 mètres.

La figure ci-dessous indique l'état de déploiement de l'Observatoire Pierre Auger au 29 Juin 2006 : 1156 stations sont installées dans la pampa, dont 1135 remplies d'eau et 968 qui possèdent aussi leur électronique. Les quatre petits bâtiments noirs situés sur le pourtour du réseau correspondent aux bâtiments de fluorescence. Les traits en pointillés originaux des bâtiments de fluorescence indiquent le champ de vue de chacun des six télescopes.



3.3.1 Description d'une cuve à effet Tcherenkov

Les cuves à effet Tcherenkov sont les éléments de base du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger. Le principe de la détection utilise l'effet Tcherenkov pour mesurer l'énergie déposée par les particules de la gerbe : lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu matériel avec une vitesse supérieure à celle de la lumière de ce milieu, une "onde de choc lumineuse" est émise par la particule le long de sa trajectoire. Ce rayonnement est observé par trois photomultiplicateurs qui convertissent les photons Tcherenkov en un signal électrique exploitable.

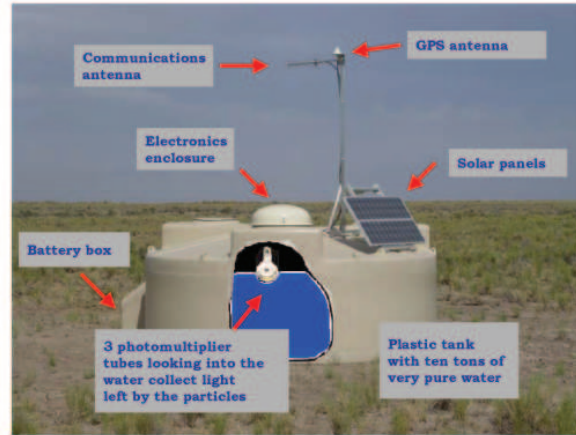


FIG. 3.1 – Description d'une station du réseau de surface d'Auger.

Les stations du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger sont constituées d'une cuve cylindrique de 3,6 m de diamètre et 1,5 m de hauteur, contenant un sac rempli d'eau pure. Les paroi du sac sont recouvertes d'un matériau réfléchissant (Tyvek) qui permet de réfléchir et diffuser la lumière Tcherenkov dans toute la cuve afin d'obtenir une réponse la plus homogène possible. La lumière est collectée par trois photomultiplicateurs ² XP1805 de 9 pouces produits par la société française Photonis. Les PMs sont situés sur la partie supérieure de la cuve et collés sur un hublot transparent, leur photocathode orientée vers le fond de la cuve. La figure 3.1 représente une station du réseau de surface et ses divers éléments.

Le signal est extrait de l'anode et de la dernière dynode de chaque PM, cette dernière étant amplifiée d'un facteur environ 30 afin d'obtenir une large gamme dynamique, s'étendant de

² aussi appelés PMs par la suite

quelques photoélectrons jusqu'à environ 10^5 . Les signaux sont ensuite filtrés puis échantillonnés sur 10 bits à une fréquence de 40 MHz par un convertisseur analogique-numérique. On obtient ainsi sur les 6 voies (anode+dynode $\times$ 3 PMs) un signal numérique compris entre 0 et 1023 par intervalle (bin) de 25 ns. Si la voie en sortie de la dynode est saturée, c'est à dire qu'un bin possède la valeur 1023, la voie anode est utilisée.

Un critère de déclenchement de premier niveau (T1) est appliqué numériquement aux signaux pour détecter les signaux physiques. Toutes ces fonctions sont assurées par la carte électronique de Front End. Les mesures de temps sont fournies par la carte GPS qui permet la synchronisation temporelle de l'acquisition et du transfert de données. La carte unifiée (UB) gère les fonctions telles que le déclenchement de second niveau (T2), l'étalonnage de la station et les communications avec le CDAS. La carte UB assure également le contrôle des tensions ainsi que la surveillance de la température des différents composants de l'électronique (carte Front End, PMs...).

Chaque station devant être indépendante énergétiquement, deux panneaux solaires chargeant chacun deux batteries de 12V permettent de fournir les 10 W nécessaires à l'électronique. La station communique par ondes hertziennes avec le CDAS grâce à sa propre antenne et à son récepteur radio ainsi qu'aux relais placés en différents endroits du réseau. Il est ainsi possible d'envoyer des instructions aux cuves depuis le CDAS, par exemple pour réinitialiser une cuve ou installer un nouvel algorithme de déclenchement.

3.3.2 Etalonnage des stations du réseau de surface

L'unité de mesure du signal détecté dans les cuves du SD est le signal déposé par un muon traversant verticalement la cuve en son centre. Le muon dépose la même quantité d'énergie dans l'eau de la cuve, proportionnellement à la longueur de son parcours, ceci pratiquement indépendamment de son énergie initiale, ce qui permet d'utiliser ce processus comme référence. Cette unité de signal est appelée VEM pour Vertical Equivalent Muon et peut se mesurer en courant I_{VEM} ou en charge collectée Q_{VEM} (intégrale du courant) en sortie du PM, en énergie ($2.2 \text{ MeV cm}^{-1} \times 120 \text{ cm}$) ou encore en unités électroniques (canaux d'ADC). Le rôle de la procédure d'étalonnage est de déterminer la valeur d'un VEM en unités électroniques avec une bonne précision.

La méthode adoptée par la collaboration Auger [56] utilise le flux en $\cos^2(\theta)$ des muons

atmosphériques traversant les stations pour estimer la valeur du VEM. L'histogramme de la charge récoltée en sortie d'un PM en réponse aux muons atmosphériques en provenance de toutes les directions présente un pic à une valeur de charge $Q_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ reliée à celle du pic de la distribution en charge des muons verticaux Q_{VEM} . Le spectre de charge des muons verticaux est obtenu sur une cuve test équipée de deux scintillateurs situés de part et d'autre de la cuve, afin de sélectionner les trajectoires muoniques verticales [58]. La relation ainsi obtenue est $Q_{\text{VEM}}^{\text{peak}} = 1.05 \times Q_{\text{VEM}}$.

Afin de maintenir l'efficacité de détection du réseau, il est nécessaire de maintenir les seuils de déclenchements locaux (T1 et T2) dans chaque station à des valeurs stables et connues. Le pic de l'histogramme du courant des muons atmosphériques $I_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ est utilisé comme unité de référence pour fixer les seuils des déclenchements. $I_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ est également relié à I_{VEM} par une relation similaire à celle sur portant sur la charge.

La procédure d'étalonnage des stations est donc la suivante : la première étape consiste à fixer la valeur de $I_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ à 50 canaux ADC puis à ajuster le gain des PMs de manière à ce que le taux de comptage au-dessus de 150 canaux ADC soit égal à 100 Hz. Ces valeurs ont été déterminées grâce à des mesures effectuées sur une cuve test dont le gain des PMs est connu. La réponse des PMs pouvant évoluer avec la température, la valeur de $I_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ est ajustée localement et automatiquement pour chaque cuve afin de compenser une éventuelle variation de réponse : à titre d'exemple, la valeur moyenne de $I_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ sur le réseau est de 46 ± 4 canaux, ce qui est une valeur peu éloignée des 50 canaux initiaux. Cette procédure possède l'avantage d'être simple, robuste, ainsi que très uniforme sur l'ensemble du réseau. La détermination de la valeur du $Q_{\text{VEM}}^{\text{peak}}$ de chaque station est effectuée de façon régulière par le CDAS en réalisant un ajustement de l'histogramme de charge stocké toutes les minutes par la station. La précision obtenue grâce à cette procédure d'étalonnage est de l'ordre de 3 % pour les valeurs de Q_{VEM} et I_{VEM} .

Les autres paramètres nécessaires pour exploiter le signal sont les valeurs des piédestaux de chacune des 6 voies ainsi que le gain relatif entre la voie dynode et la voie anode qui est déterminé à 2% près.

3.3.3 Acquisition des données

Le système de déclenchement du SD a été conçu pour permettre la détection des rayons cosmiques dans une grande gamme d'énergie et pour tout les angles d'incidences. Son rôle est de sélectionner les événements physiques du bruit de fond tout en gardant un taux de déclenchement acceptable. Le processus de déclenchement est hiérarchique : il existe deux niveaux de déclenchement (T1 et T2) dits locaux car déclenchés au sein de chaque station et un niveau de déclenchement central T3 déclenché par le CDAS qui recherche parmi les T2 des configurations géométriques possédant une compacité minimum. Lors de l'analyse des données, deux autres niveaux de déclenchement sont exigés afin de sélectionner les événements physiques (T4) et d'assurer que la reconstruction est correcte (T5). Le système de déclenchement du SD est décrit de façon détaillée dans [57].

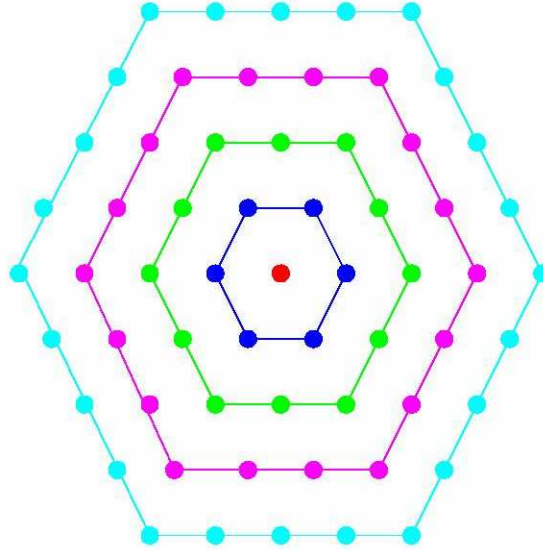


FIG. 3.2 – Représentation d'une portion de réseau possédant une symétrie hexagonale.

Afin de préciser les conventions utilisées pour décrire les configurations géométriques que forment les stations touchées, la figure 3.2 illustre une portion du réseau de surface possédant une symétrie hexagonale. Pour la cuve centrale, la première couronne est définie par le premier hexagone formé par les 6 stations les plus proches, la deuxième couronne entoure la première et ainsi de suite. Les configurations de stations sont définies par la notation iCj où i est le nombre de stations dans la couronne j et les couronnes inférieures, la station centrale incluse.

Par exemple, les configurations 2C1 & 3C2 correspondent à au moins deux stations voisines dans la première couronne et une troisième station pouvant se situer jusqu'à la deuxième couronne.

Les caractéristiques des différents déclenchements sont les suivantes :

Le déclenchement de premier niveau (T1) peut être réalisé par deux conditions différentes : le signal de chacun des trois PMs dépasse un seuil de 1,75 VEM en coïncidence ou le signal d'au moins deux PMs dépasse 0,2 VEM pendant plus de 12 canaux. Dans le premier cas, le T1 est étiqueté *Threshold*, dans le second cas *TOT* pour Time Over Threshold. Le taux de déclenchement du T1 est d'environ 100 Hz, dominé par le Threshold ($\simeq 100$ Hz) le TOT ayant une fréquence d'environ 1,6 Hz.

Au niveau du T1, la station ne contribue pas à former un déclenchement central mais pourra prendre part à un événement si un déclenchement T3 est formé.

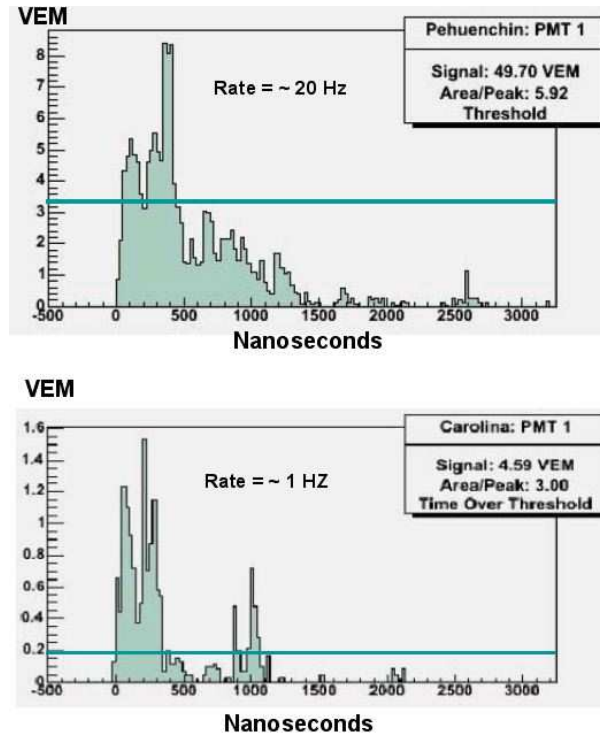


FIG. 3.3 – Exemple d'un signal vérifiant la condition T2 Threshold (au moins 1 bin au-dessus de 1.75 VEM) en haut, et T2 TOT en bas (au moins 13 bins au-dessus de 0.2 VEM).

Le déclenchement de second niveau (T2) est réalisé si la station satisfait au critère TOT (dans ce cas le T1 TOT est promu automatiquement en T2 TOT) ou si le signal de chacun des trois PMs dépasse un seuil de 3,2 VEM en coïncidence (T2 Threshold). Le taux de déclenchement du T2 est d'environ 20 Hz, dominé encore une fois par le Threshold.

Le déclenchement de troisième niveau (T3) est généré par le réseau de surface ou par la fluorescence. Le T3 peut être validé de deux façons : la première est appelée 3TOT et demande au moins 3 stations ayant déclenché un TOT en coïncidence dans une configuration compacte 2C1 & 3C2 (2 stations doivent être dans la première couronne et la troisième station dans la deuxième couronne). Le deuxième requiert 4 stations passant le T2 (TOT ou Threshold) en coïncidence avec une configuration relativement compacte (les stations doivent être distantes de moins de 6 km les unes des autres). Quand un T3 est déclenché, toutes les stations ayant déclenché un T1 dans une fenêtre temporelle sont incluses dans l'événement.

Le taux de T3 3TOT est d'environ 1.3 événements par jour et par triangle équilatéral de 3 stations opérationnelles. Le critère du 3TOT est très efficace pour les gerbes faiblement inclinées ($\theta < 60^\circ$) , il sélectionne environ 90 % d'événements physiques. Le deuxième critère du T3, plus permissif, est nécessaire pour récupérer les gerbes ayant un grand angle zénithal.

3.3.4 Reconstruction des événements avec le réseau de surface

La détermination des paramètres définissant une gerbe atmosphérique à l'aide du réseau de surface s'effectue en plusieurs étapes. Les temps d'arrivée des particules dans les stations permettent de remonter à la géométrie de la gerbe alors que l'intensité des signaux renseignent sur l'énergie de la particule primaire. La procédure de reconstruction des événements SD est brièvement décrite ci-dessous, elle est détaillée dans la partie consacrée à l'analyse des données de l'Observatoire Pierre Auger.

Suivant l'angle d'incidence θ de la particule primaire, les particules secondaires vont toucher les détecteurs avec des décalages temporels différents : la détection sera pratiquement simultanée pour une gerbe verticale ou au contraire décalée de la distance inter stations ($1.5 \text{ km} / c \cos \theta$) pour une gerbe d'angle zénithal θ . Dans une première approximation, le front de gerbe peut être assimilé à un plan se propageant à la vitesse de la lumière, les temps de

déclenchement enregistrés par les stations doivent dans cas obéir à la relation :

$$ct_i = cT_0 - (ux_i + vy_i) \quad (3.1)$$

où $u = \sin(\theta) \cos(\phi)$ et $v = \sin(\theta) \sin(\phi)$ sont les coefficients directeurs du plan et T_0 est le temps d'arrivée du coeur de la gerbe au sol. La précision de la mesure des temps de déclenchement des stations gouverne la précision de la reconstruction angulaire : il est donc nécessaire de définir correctement ce temps de départ [55].

La position du coeur est estimée dans un premier temps comme étant située au barycentre des stations dont les coordonnées sont affectées d'un poids proportionnel à la racine carrée de leur signal mesuré. A partir de ces informations géométriques, le profil latéral, c'est à dire le signal en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, est ajusté sur les données. Plusieurs fonctions peuvent être utilisées pour paramétrer le profil latéral (cf chapitre sur les gerbes atmosphériques), l'essentiel étant de disposer d'un estimateur relié à l'énergie de la particule primaire. Parmi ces fonctions, appelées LDF pour Lateral Distribution Function, une expression décrivant bien les données se définit de la manière suivante :

$$\ln(S(r)) = \ln(S_{1000}) + \beta \ln\left(\frac{r}{1000\text{m}}\right) + \gamma \left(\ln\left(\frac{r}{1000\text{m}}\right)\right)^2 \quad (3.2)$$

où $S(r)$ représente le signal mesuré à une distance r de l'axe, et S_{1000} correspond au signal à 1000 m. Les paramètres β , γ peuvent être ajustés ou laissés fixes, en fonction du nombre de stations dans l'événement. L'ajustement de cette fonction aux données permet d'obtenir une valeur de S_{1000} ainsi que les coordonnées du coeur (x_c, y_c) en minimisant l'expression :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{stations}}} \left(\frac{S_i^{\text{obs}} - S_i(r)}{\sigma_S^2} \right)^2 \quad (3.3)$$

où S_i^{obs} est le signal mesuré dans la station i et σ_S^2 est la variance théorique du signal (cf [55]).

Les nouvelles coordonnées du coeur sont utilisées comme valeurs initiales pour une nouvelle itération de la procédure de reconstruction.

Une estimation de l'énergie de la gerbe est finalement obtenue en utilisant une relation de conversion entre le signal à 1000 mètres S_{1000} et l'énergie déduites des simulations.

La figure 3.4 illustre un exemple de reconstruction d'événement avec le réseau de surface.

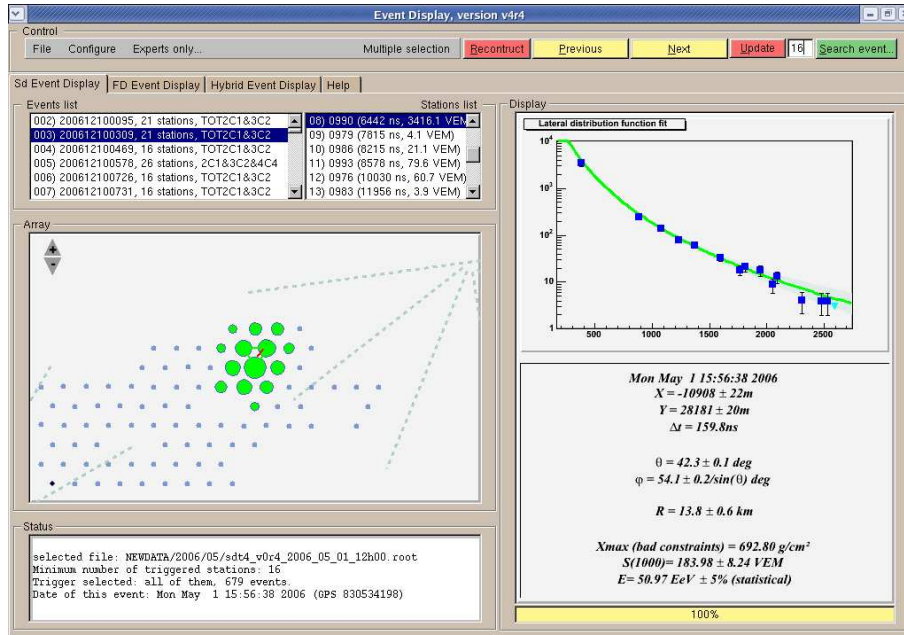


FIG. 3.4 – Capture d’écran du logiciel de visualisation des événements. La gerbe représentée (véritable événement) a touché 14 stations représentées par les larges cercles verts. Un ajustement de la fonction de distribution latérale est représenté sur la figure en haut à droite. Cet événement est reconstruit avec un angle zénithal de 42° , et son énergie est estimée à $5 \cdot 10^{19}$ eV.

3.4 Le détecteur de fluorescence

La grande force du projet Auger est la construction d’un détecteur hybride, combinant la technique d’échantillonnage au sol de la gerbe avec la détection de la lumière de fluorescence. Lorsque les particules de la gerbe traversent l’atmosphère, elles excitent les molécules de diazote de l’air qui retournent à leur état fondamental en émettant des photons. Ce rayonnement est émis de façon isotrope, dans la gamme de fréquences correspondant aux ultraviolets et peut être observé les nuits sans lune, à plusieurs kilomètres de distance.

La détermination du nombre total de photons de fluorescence émis tout au long du passage de la gerbe permet d’estimer l’énergie de la particule primaire initiatrice de la gerbe. Cependant, pour réaliser une mesure précise, il faut connaître les différents bruits de fond et les soustraire correctement. Les principales contributions parasites au signal sont la lumière du ciel nocturne et la lumière Tcherenkov émise par les particules chargées de la gerbe dans l’air.

3.4.1 Description

Le détecteur de fluorescence [51] (que l'on nommera aussi FD pour Fluorescence Detector) de l'Observatoire Pierre Auger est constitué de quatre bâtiments abritant chacun six télescopes. Les bâtiments sont situés autour du réseau de surface (cf. carte du réseau dans l'encadré précédent), afin de détecter les gerbes en coïncidence avec celui-ci.

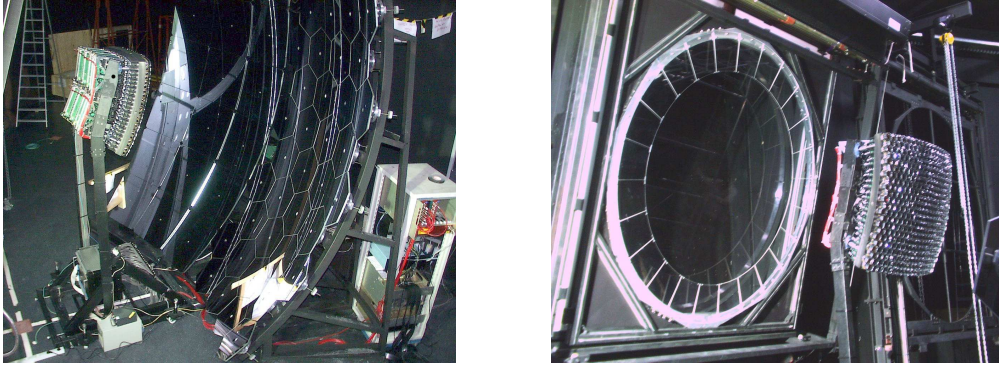


FIG. 3.5 – Photographie d'un télescope du détecteur de fluorescence : à gauche le miroir segmenté de $3,5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m}$ et la caméra, à droite le diaphragme et l'anneau de correction optique.

La lumière de fluorescence entre dans le télescope à travers un diaphragme de $1,1 \text{ m}$ de rayon et est focalisée par le miroir sphérique segmenté de $3,5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m}$ sur une caméra. La caméra est composée de 20×22 photomultiplicateurs hexagonaux de 45 mm de diamètre couvrant chacun une portion angulaire du ciel de $1,5^\circ$ de diamètre (cf figure 3.5). Les signaux issus des PMs sont échantillonnés à 10 Mhz . Le champ de vue d'un télescope est de 30 degrés en azimuth et de $28,6$ degrés en élévation, un site de fluorescence couvre donc 180° en azimuth grâce à ses 6 télescopes. Un anneau de correction optique permet d'augmenter l'ouverture effective du télescope. Finalement, un filtre optique adapté au spectre de l'émission de fluorescence (environ $300 \text{ nm} - 400 \text{ nm}$) est placé devant le diaphragme pour réduire le bruit de fond du ciel.

Les télescopes sont installés avec une précision de positionnement d'environ $0,1^\circ$ qui peut être améliorée d'un facteur dix en mesurant la position d'étoiles de référence.

3.4.2 Acquisition des données

L'observation de la fluorescence n'est possible que lors des nuits sans lune : l'efficacité en temps de fonctionnement du FD est d'environ 10% . Pendant les périodes de prise de

données (*shifts*), le contrôle des détecteurs se fait à distance depuis le bâtiment abritant le CDAS. Au cours de mon travail de thèse, j'ai participé à une prise de données durant deux semaines, et bien que tout le détecteur soit contrôlé à distance, il était parfois nécessaire d'aller relancer manuellement le système, nous permettant d'admirer un magnifique lever de soleil sur la pampa. Le système ayant été depuis grandement amélioré, il n'est plus nécessaire de se déplacer physiquement...

Lorsqu'une gerbe traverse l'atmosphère dans le champ de vue d'un télescope, la lumière collectée vient frapper les différents pixels de la caméra au fur et à mesure de la propagation de la gerbe. Le signal numérique recueilli en sortie des front-end est soumis à plusieurs niveaux de déclenchement (déclenchement) :

Premier niveau de déclenchement T1 : est déclenché au niveau d'un pixel quand le signal dépasse un seuil au-dessus du bruit de fond. Le seuil est ajusté de façon à obtenir un taux de T1 compris entre 100 et 200 Hz.

Deuxième niveau de déclenchement T2 : demande d'avoir 5 pixels ayant déclenché un T1 dans un intervalle de 1 à 32 μ s disposés dans une des 108 combinaisons géométriques acceptées. Les groupes de 4 pixels correspondant à une des combinaisons sont également acceptés. Le taux de T2 est d'environ 1 Hz par miroir.

Troisième niveau de déclenchement T3 : recherche les coïncidences temporelles entre les T2 de tous les miroirs d'un bâtiment de fluorescence dans un intervalle de 400 ns à 10 μ s. Cette contrainte permet de rejeter les événements ayant une grande durée comme les passages d'avions ou de planètes dans le champ de vue. Le taux de T3 est ainsi d'environ 0,02 Hz.

Étalonnage et surveillance de l'atmosphère

Étalonnage Un des objectifs fixé pour le FD est de mesurer l'énergie des gerbes avec une incertitude inférieure à 15%. Pour atteindre ce niveau de précision, il est nécessaire d'étalonner le détecteur avec une erreur inférieure ou égale à 8% de façon stable et contrôlée. Un étalonnage absolu est effectué pour chaque télescope trois ou quatre fois par an et un étalonnage relatif est effectué chaque nuit pendant les prises de données [52].

L'étalonnage absolu utilise une source de lumière de longueur d'onde centrée autour de 375 nm dont les propriétés sont connues et mesurées en laboratoire. La précision actuelle obtenue sur l'étalonnage des PMs de la caméra est d'environ 12 %. Cette procédure sera améliorée par la suite et sera étendue pour d'autres longueurs d'onde.

L'étalonnage relatif est effectué en illuminant différents endroits de la caméra grâce à des fibres optiques et en mesurant la charge collectée par les PMs. En utilisant l'étalonnage absolu comme référence, cette procédure est suffisante pour contrôler la stabilité du système à 3 % près.

Surveillance de l'atmosphère Afin d'estimer la quantité de lumière de fluorescence émise par la gerbe, il est nécessaire d'effectuer une correction du nombre de photons *détectés* en fonction de la profondeur atmosphérique. En effet, il est nécessaire de prendre en compte la diffusion de la lumière par les molécules de l'atmosphère (diffusion de Rayleigh) ainsi que la diffusion de Mie

due aux différents aérosols présents en suspension dans l'air. Le rendement de fluorescence (fraction de désexcitations qui conduisent à une émission de fluorescence) étant dépendant de la température et du taux d'humidité de l'air, il est également nécessaire de mesurer l'évolution avec l'altitude des ces deux paramètres.

La collaboration Auger a mis en oeuvre d'importants moyens pour caractériser l'atmosphère au-dessus du site de Malargüe : de nombreuses campagnes de relevés météorologiques à l'aide de radiosondes installés dans des ballons ont été menées en parallèle avec des mesures au sol. Ces données ont permis d'établir un profil atmosphérique local moyenné sur une année ou sur un mois qui est utilisé lors de la reconstruction des événements. L'incertitude de mesure sur la profondeur atmosphérique au sol qui en découle est estimée à environ 5 g.cm^{-2}

Le bâtiment du Central Laser Facility (CLF) [53] est installé au centre du réseau de surface et a pour objectif de mesurer les propriétés optiques de l'atmosphère au-dessus du site. Ce centre contient une station météo ainsi qu'un système LIDAR (cf. photo ci-dessous) qui envoie des impulsions laser dans l'atmosphère et mesure la quantité de lumière rétrodiffusée (Rayleigh et Mie). De plus, le champ de vue des télescopes est observé toutes les 5 minutes par un réseau de caméras infrarouges pour surveiller la couverture nuageuse au-dessus du site.



3.4.3 Reconstruction des événements avec le détecteur de fluorescence

Reconstruction angulaire

La première étape du processus de reconstruction d'un événement observé par le détecteur de fluorescence est la détermination de la géométrie de la gerbe. Dans un premier temps, le plan de détection de la gerbe est déterminé [54] puis l'inclinaison de l'axe de la gerbe dans ce plan est estimée. La figure 3.6 illustre les notations utilisées pour décrire la géométrie de la propagation de la gerbe.

Le plan de détection de la gerbe est déterminé par un ajustement des directions mesurées par les pixels de la caméra, chaque point étant pondéré par l'amplitude du signal dans le pixel. L'incertitude sur l'inclinaison du plan dépend du champ de vue de chaque PM de la caméra, de la taille angulaire sous laquelle est vue la gerbe ainsi que l'épaisseur de sa trace sur la caméra. Pour une gerbe typique, les simulations Monte Carlo prédisent une incertitude de l'ordre de $0,3^\circ$ sur la direction du plan.

Lors de la seconde étape de la reconstruction angulaire, la position et l'orientation de l'axe de la gerbe dans le plan sont déterminées en utilisant les temps de déclenchement des pixels. L'axe est défini par le paramètre d'impact R_p entre le détecteur de fluorescence et la gerbe, auquel il faut ajouter la connaissance de l'angle Ψ que fait la gerbe avec l'horizontale. Le temps d'arrivée t_i de la lumière dans chaque pixel est donné par l'expression :

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left(\frac{\pi - \Psi - \chi_i}{2} \right) \quad (3.4)$$

où T_0 est le temps de passage de la gerbe au plus proche du détecteur, χ_i est l'angle d'élévation du pixel i et c la vitesse de la lumière. Les paramètres R_p , T_0 et Ψ sont alors obtenus en minimisant l'expression suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{t_i - t_{obs_i}}{\sigma_i^2} \right)^2 \quad (3.5)$$

dans laquelle t_{obs_i} représente le temps mesuré de déclenchement du pixel i et σ_i^2 une estimation de l'incertitude de mesure de t_i .

Dans les cas où la taille angulaire de la gerbe est faible, cette procédure ne permet pas de déterminer l'orientation de l'axe car un grand nombre de couples (R_p, Ψ) permettent d'ajuster

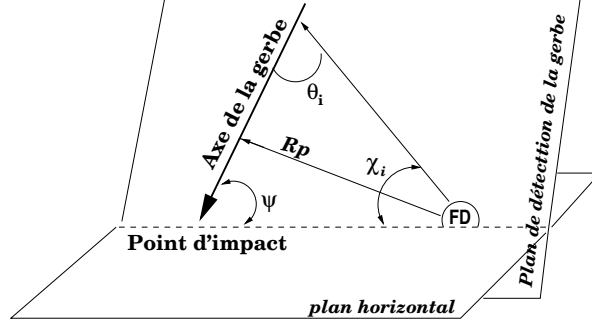


FIG. 3.6 – Conventions géométriques pour la reconstruction angulaire avec le détecteur de fluorescence (d'après [3].

les données. Cette dégénérescence peut être levée par la connaissance d'une information temporelle supplémentaire, pouvant être fournie par une des stations du réseau de surface ayant déclenché. L'ajout d'une station du SD améliore grandement la reconstruction angulaire, permettant ainsi d'obtenir une incertitude d'environ 50 m sur la position du point d'impact et de $0,5^\circ$ sur l'orientation de l'axe [55].

L'observation d'un même événement simultanément par deux détecteurs de fluorescence permet également de déterminer l'orientation de l'axe par intersection des deux plans reconstruits sans utiliser d'information temporelle. Ce type d'événements, appelés "stéréo", sont bien mieux reconstruits que les événements "mono" grâce aux comparaisons qu'il est possible d'effectuer avec les données des deux télescopes. Chaque événement d'énergie supérieure à 10^{19} eV sera observé par au moins un télescope, et par au moins 2 télescopes dans environ 60 % des cas.

3.5 Reconstruction de l'énergie

Une fois la géométrie de la gerbe déterminée, le profil longitudinal de la gerbe est estimé [54] à partir des intensités mesurées par les photomultiplicateurs touchés. L'intensité du signal en sortie d'un PM dépend de nombreux facteurs tels que :

- * la taille de la gerbe N_e , c'est à dire le nombre de particules chargées présentes dans la direction du pixel considéré

- * la distance d'observation, l'intensité variant comme l'inverse du carré de cette distance
- * l'efficacité du détecteur : la surface de collection du miroir et l'efficacité quantique du photomultiplicateur (dépendant de la longueur d'onde)
- * du rendement de fluorescence, dépendant des conditions atmosphériques
- * du temps d'exposition du pixel au flux lumineux

Connaissant la relation entre le nombre de photons observés et la taille de la gerbe N_e , le profil longitudinal peut être calculé. L'erreur systématique sur cette conversion est actuellement de 12 % [59] à laquelle il faut ajouter une erreur systématique de 13 % [61] sur la valeur du rendement de fluorescence, ainsi qu'environ 5% provenant des mesures de pression, température et humidité.

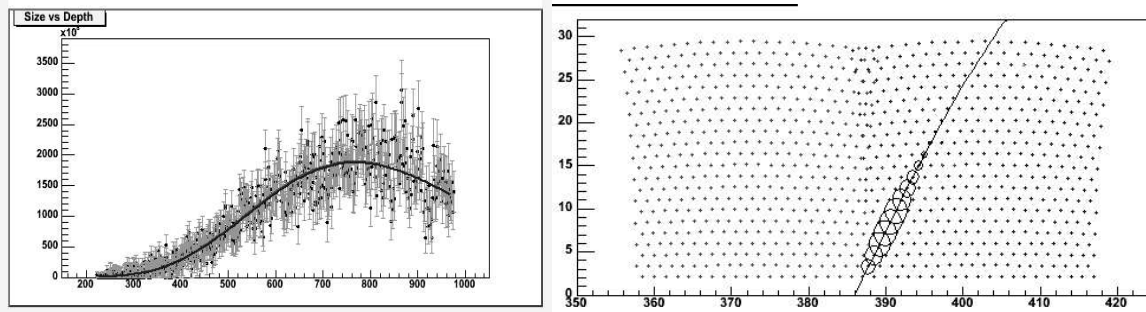


FIG. 3.7 – Exemple d'événement observé par le détecteur de fluorescence, reconstruit avec une énergie supérieure à 10^{20} eV pour un angle zénithal de 47° . L'ajustement de la fonction de Gaisser Hillas sur le profil longitudinal est représenté à gauche et les pixels touchés lors du passage de la gerbe à droite, le rayon des cercles étant proportionnel à la quantité de signal détectée.

Afin de déterminer le maximum de développement $X_{\max}$ et le nombre de particules au maximum $N_{\max}$, une fonction de Gaisser-Hillas est ajustée sur ce profil :

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_{\text{int}}}{X_{\max} - X_{\text{int}}} \right)^{\frac{X_{\max} - X_{\text{int}}}{\lambda}} \exp \left(- \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (3.6)$$

où X_{int} est la profondeur du point de première interaction de la particule primaire et λ est la longueur d'atténuation³, de l'ordre de 70 g.cm^{-2} dans des conditions atmosphériques standard.

³la longueur d'atténuation dépendant des conditions atmosphériques, elle doit être mesurée à chaque prise de données.

La figure 3.7 montre un exemple d'événement reconstruit par le détecteur de fluorescence ainsi que la trace du passage de la gerbe sur les pixels des caméras.

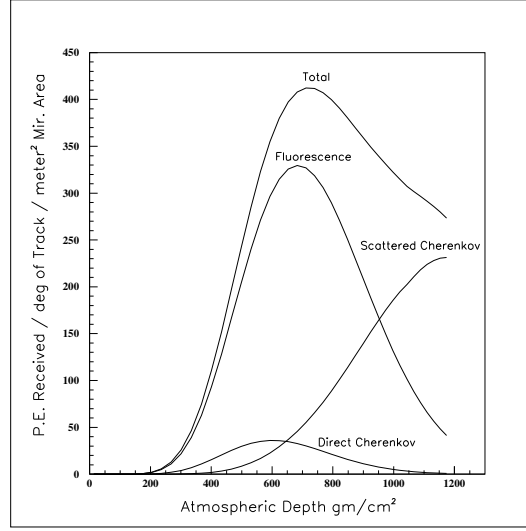


FIG. 3.8 – Nombre de photoélectrons reçus en fonction de la profondeur atmosphérique pour une gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV d'après [5]. L'angle zénithal est de 45° et le coeur de la gerbe est situé à 10 km du détecteur. Les différentes contributions au signal sont représentées : lumière Tcherenkov directe ou diffusée et fluorescence.

Les particules chargées de la gerbe induisent dans l'air une émission de fluorescence isotrope mais également un rayonnement Tcherenkov collimé dans la direction de propagation. Ce rayonnement constitue pour la mesure de la fluorescence un bruit de fond dont il faut s'affranchir [60]. La figure 3.8 représente les différentes contributions au signal en sortie d'un PM en fonction de la profondeur atmosphérique. La lumière Tcherenkov peut être diffusée par les mêmes processus qui affectent la fluorescence (Rayleigh et Mie) et devient une part importante du signal près du sol (pour les grandes profondeurs X).

Pour des gerbes observées sous un faible angle entre l'axe et le détecteur (inférieur à 20°), la lumière Tcherenkov qui atteint directement le télescope peut largement dominer en intensité la fluorescence. Ce type d'événements contenant une trop forte contamination en lumière Tcherenkov est rejeté de l'analyse.

Une fois les paramètres $X_{\max}$, $N_{\max}$ et X_{int} déterminés, l'énergie de la particule primaire est estimée par l'intermédiaire de l'intégrale du profil longitudinal :

$$E_{\text{em}} = \frac{E_c}{X_0} \times \int N_e(X) dX \quad (3.7)$$

ou E_{em} est l'énergie totale dissipée par la composante électromagnétique de la gerbe, E_c est l'énergie critique des électrons et X_0 la longueur de radiation dans l'air (cf Chapitre Gerbes). L'énergie de la particule s'obtient donc en comptant le nombre total d'électrons produits, multiplié par l'énergie à laquelle ils sont produits E_c . Expérimentalement, la taille de la gerbe $N_e(X)$ mesurée correspond au nombre de particules chargées à la profondeur X , cependant les électrons étant beaucoup plus nombreux, l'erreur commise en assimilant le $N_e(X)$ mesuré au vrai est totalement négligeable.

Une correction de 5 à 15% est ajoutée à l'énergie, afin de prendre en compte la fraction de l'énergie emportée par les autres composantes de la gerbes : muonique, neutrino et hadronique. Cette correction est faiblement dépendante du modèle de simulation des gerbes utilisé et tout particulièrement du modèle hadronique, l'erreur systématique sur la correction en énergie est estimée à environ 3 % [62].

Deuxième partie

Analyse des données de l'Observatoire
Pierre Auger

Chapitre 4

Acceptance du réseau de surface

Résumé du chapitre :

L'acceptance du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger représente la surface effective de détection intégrée sur l'angle solide qu'a accumulé le détecteur pendant une période de prise de données, elle se mesure en $m^2.s.sr$. La connaissance de l'acceptance est nécessaire pour normaliser le spectre en énergie des événements, afin d'obtenir un flux de rayons cosmiques en $[EeV.m^2.s.sr]^{-1}$.

Afin d'obtenir un lot d'événements ayant une bonne qualité de reconstruction, il est nécessaire d'imposer un critère de sélection des événements supplémentaire : le T5, qui doit être implémenté dans le calcul de l'acceptance.

Dans la gamme d'énergie où la probabilité de détection d'un événement est inférieure à 1, c'est à dire pour $E \lesssim 3 EeV$, la surface effective de détection peut se calculer à partir des fonctions LTP, qui donnent la probabilité de déclenchement individuelle d'une station en fonction de sa distance à l'axe. Pour les énergies plus grandes que $\sim 3 EeV$, la surface effective de détection est purement géométrique.

La surface effective de détection d'une configuration donnée du réseau peut se calculer en comptant le nombre de cellules hexagonales présentes dans le réseau, et en multipliant ce nombre par la surface effective d'une cellule. L'acceptance cumulée sur une période de prise de données se calcule en intégrant sur le temps l'acceptance instantanée du réseau, en prenant en compte l'évolution de la configuration géométrique du SD au cours du temps.

4.1 Définitions

Pour clarifier l'exposé et introduire les différents concepts relatifs à l'acceptance du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger, nous utiliserons les définitions suivantes :

- ★ **Surface effective de détection** $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$ (en m^2) : la surface effective de détection du réseau SD désigne l'intégrale de sa surface pondérée par la probabilité de détection :

$$S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi) = \int \int dx dy \mathcal{P}_{E, \theta, \varphi}(x, y) \quad (4.1)$$

où $\mathcal{P}_{E, \theta, \varphi}(x, y)$ est la probabilité de détecter un événement d'énergie E dans la direction (θ, φ) en un point au sol (x, y) du réseau. Nous préciserons l'écriture de la probabilité de détection par la suite lors de la définition des niveaux de déclenchement T4 et T5.

- ★ **Acceptance instantanée** $a(E)$ (en $\text{m}^2 \cdot \text{sr}$) : désigne l'intégrale de la surface effective de détection $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$ sur l'angle solide couvert par le détecteur :

$$a(E) = \int_0^{\theta_{\text{max}}} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi) \quad (4.2)$$

où θ_{max} est l'angle zénithal maximal auquel s'effectue la reconstruction des événements. Le facteur $\cos \theta$ provient du fait que le détecteur est plan, et qu'il présente une surface $S \times \cos \theta$ dans la portion d'angle solide $d\Omega$ centrée autour de θ .

- ★ **Acceptance** $\mathcal{A}(E)$ (en $\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$) : est l'intégrale de l'acceptance instantanée sur le temps. Par exemple, lors de la construction du site sud de l'OPA, le nombre de stations déployées augmente avec le temps, et donc l'acceptance doit être calculée en sommant les différentes acceptances instantanées calculées pour chaque période où le réseau change.
- ★ **L'exposition d'une région du ciel** $\mathcal{E}_E(\alpha, \delta)$ (en $\text{m}^2 \cdot \text{s}$) : désigne l'intégrale sur le temps de la surface effective de détection perpendiculaire à une direction donnée (α, δ) sur la sphère céleste (cf. encadré "Coordonnées équatoriales" du chapitre 7) :

$$\mathcal{E}_E(\alpha, \delta) = \int_t \cos \theta S_{\text{eff}}[E, \theta(\alpha, \delta, t), \varphi(\alpha, \delta, t)] dt \quad (4.3)$$

où la conversion entre les coordonnées locales (θ, φ) et les coordonnées équatoriales (α, δ) dépend de la latitude de l'observatoire et du temps t . La connaissance de l'exposition de l'OPA sur toute la sphère est nécessaire pour caractériser la distribution des directions

d'arrivées des rayons cosmiques, en étudiant notamment la présence d'anisotropies à grande ou petite échelle angulaire.

4.2 Motivations

Le calcul de l'acceptance du réseau de surface de l'OPA constitue une phase importante du développement du projet expérimental, et est d'une grande importance pour l'établissement d'un spectre en énergie.

En effet, afin d'estimer la normalisation du spectre d'énergie des rayons cosmiques, mesuré en $[eV.s.m^2.sr]^{-1}$, il faut diviser le nombre d'événements mesurés par intervalle d'énergie par la surface de détection qu'a présenté le détecteur au cours du temps de prise de données, c'est-à-dire par l'acceptance $\mathcal{A}(E)$. Notons également que la variation de l'acceptance avec l'énergie influence directement la forme du spectre. Toutefois, comme nous le verrons par la suite, au-dessus d'une énergie de l'ordre de $E_{\text{sat}} \simeq 3 \text{ EeV}$, l'acceptance ne varie plus avec E (elle est *saturée*) car toute gerbe d'énergie $E > E_{\text{sat}}$ incidente sur le réseau est détectée à coup sûr. Le spectre peut être alors calculé de façon beaucoup plus fiable pour des énergies supérieures à l'énergie E_{sat} de *saturation* de l'acceptance.

Par ailleurs, le calcul de l'acceptance doit prendre en compte tous les critères de sélection appliqués aux événements, afin d'estimer correctement la surface effective de détection qui correspond à la chaîne de déclenchement. L'estimation de l'acceptance est donc totalement liée au choix des algorithmes de sélection des événements. Bien que l'Observatoire Pierre Auger soit initialement conçu pour détecter les rayons cosmiques de manière optimale à partir de 10^{19} eV , notre groupe de l'IPN, associé à celui de l'équipe de Turin, a proposé une définition des algorithmes de déclenchement de haut niveau (T4 et T5) qui permet au réseau de surface d'être totalement efficace dès $\simeq 3 \text{ EeV}$.

Une connaissance précise de l'exposition du ciel $\mathcal{E}_E(\alpha, \delta)$ est également nécessaire pour mesurer une anisotropie de l'ordre du pour cent dans la distribution angulaire. Afin de ne pas créer artificiellement d'excès dans une direction du ciel, il convient de modéliser au mieux les performances du réseau sur toute la durée de la prise de données. Pour les énergies en-dessous de la saturation de l'acceptance, la variation de l'efficacité de détection avec l'angle zénithal doit en plus être prise en compte, compliquant encore l'analyse. Les méthodes de détermination de la carte de couverture de l'Observatoire Pierre Auger, donnant l'exposition

relative des différentes régions du ciel, seront présentées dans le chapitre 8.

De plus, l'efficacité de détection du réseau de surface de l'OPA dépend à basse énergie ($E < E_{\text{sat}}$) de la nature des particules primaires. Ainsi, à énergie égale, un noyau de fer aura plus de chance d'être détecté qu'un proton. Il est possible d'exploiter cette propriété pour étudier la composition des RCs dans la gamme d'énergie comprise entre 1 et 3 EeV, là où précisément sa connaissance apporterait une information précieuse pour comprendre l'origine des RCs.

Enfin, nous avons introduit le concept de fonction *LTP* (Lateral Trigger Probability), qui donne la probabilité de déclenchement d'une station lors du passage d'une gerbe en fonction de sa distance à l'axe de celle-ci. Ces fonctions (une par énergie, par angle et par nature de la particule primaire) permettent de calculer la surface effective de détection du SD, mais également elles constituent des observables physiques qui permettent de tester et contraindre les modèles de simulations des gerbes et du détecteur.

4.3 Algorithmes de déclenchement de haut niveau T4 et T5

Les événements qui satisfont aux critères du niveau de déclenchement T3, qui exige une cohérence temporelle et une compacité modérée (cf chapitre 3), comportent encore une fraction importante d'événements fortuits ou difficilement restructurables. Le critère T3 est volontairement permissif, il permet de constituer un lot de données dans lesquels nous sommes sûrs de ne pas manquer les événements physiques, dont les propriétés peuvent être très différentes suivant l'angle zénithal : en effet, les gerbes ayant $\theta \gtrsim 60^\circ$ ne peuvent pas être sélectionnées ni reconstruites de la même façon que les gerbes moins inclinées. Lors de l'analyse des données, il faut donc exiger des conditions plus strictes pour sélectionner les événements physiques, c'est le rôle du niveau de déclenchement¹ T4, et il faut s'assurer de la bonne reconstruction des paramètres de la gerbe, ce qui est la fonction du T5.

¹ bien que le T4 et le T5 ne "déclenchent" pas une acquisition, nous continuerons d'utiliser le terme de niveau de déclenchement ou *trigger*.

Le déclenchement de quatrième niveau (T4) est un critère pour sélectionner les événements physiques. Pour les gerbes ayant un angle zénithal inférieur à 60 degrés, le T4 requiert soit 3 stations TOT en configuration compacte 3C1 (dans la première couronne), soit 4 stations T2 dans la première couronne (4C1), les stations devant vérifier un critère de compatibilité temporelle. Le T4 3TOT permet de conserver 95 % des événements physiques, les 5% restant sont récupérés par le T4 4C1. Le "bruit de fond", dû aux coïncidences fortuites entre stations est ainsi essentiellement nul.

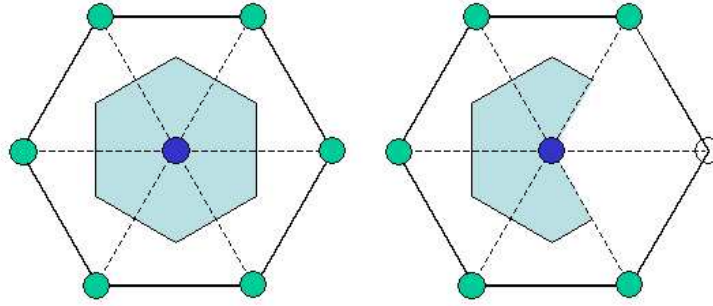


FIG. 4.1 – Représentation des positions de cœurs de gerbes autorisées par le critère T5 : la cuve centrale est celle qui possède le plus fort signal. Celle-ci est entourée à gauche par six voisines en état de marche, et à droite par cinq seulement. La surface effective de détection de la cellule hexagonale de droite est donc plus faible d'un facteur $2/3$ que celle de gauche.

Le déclenchement de cinquième niveau (T5) est un critère de qualité de reconstruction de l'événement. Les gerbes tombant sur le bord du réseau ou dans une région comprenant une ou plusieurs stations inactives risquent d'être incorrectement reconstruites bien qu'elles vérifient les conditions du T4, et doivent donc être éliminées des données. Une partie du présent travail de thèse a été consacrée à la détermination d'un critère de T5 efficace et fiable, qui ne soit pas trop strict non plus pour perdre le moins possible de données.

La condition de T5 que nous avons proposée, officiellement acceptée par la collaboration, demande que : 1) la station ayant le plus fort signal soit entourée d'au moins cinq plus proches voisines en état de fonctionnement, et que 2) le cœur de la gerbe reconstruit soit situé à l'intérieur un triangle équilatéral de stations actives. Cette condition est donc exprimée très simplement sous la forme d'une contrainte géométrique.

Les positions de cœurs de gerbe autorisées par ce critère au voisinage d'une cuve donnée

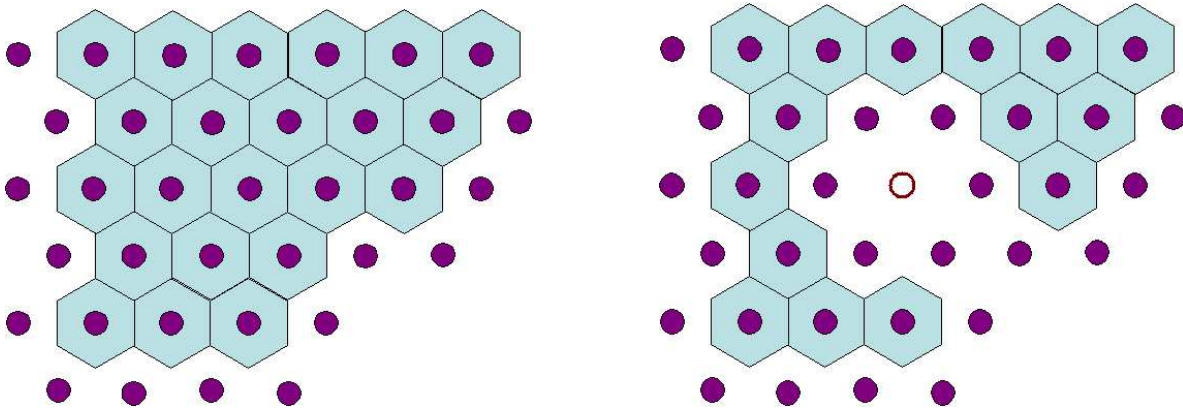


FIG. 4.2 – Représentation des positions de cœurs de gerbes autorisées (en ombré sur la figure) par le critère T5 "hexagone". À gauche : dans le cas d'une configuration compacte du réseau (toutes les stations sont actives), à droite : lorsqu'une station est inactive.

sont représentées en ombré sur la figure 4.1, pour les deux seuls cas possibles : une station avec six voisines en état de fonctionnement (à gauche sur la figure), ou cinq voisines seulement (à droite). Dans le second cas, la surface au sol correspondant aux positions de cœurs autorisées représente une fraction $2/3$ de celle de gauche.

D'autres conditions ont été étudiées, comme par exemple le T5 dit "triangle" qui demande simplement que le coeur reconstruit soit inclut dans un triangle équilatéral de stations actives, ou encore le T5 "hexagone" qui demande que la station ayant le plus fort signal soit entourée de six voisines en fonctionnement.

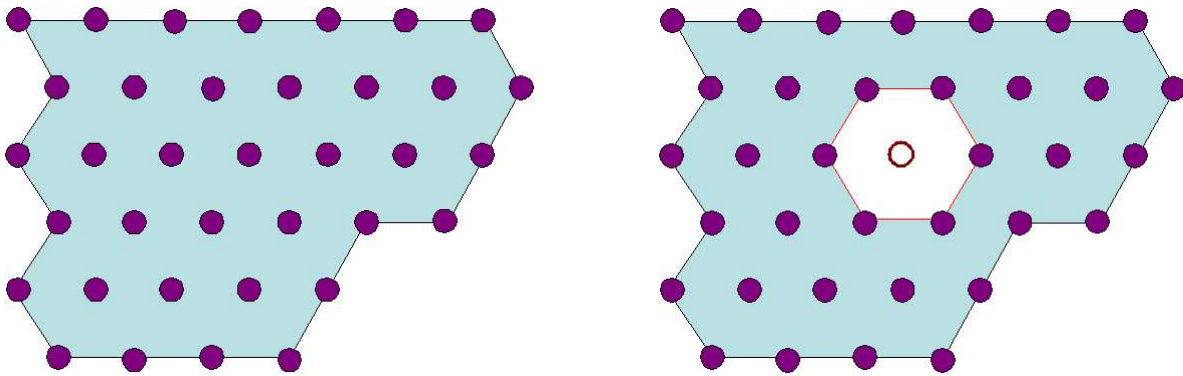


FIG. 4.3 – Représentation des positions de cœurs de gerbes autorisées (en ombré sur la figure) par le critère T5 "triangle". À gauche : dans le cas d'une configuration compacte du réseau (toutes les stations sont actives), à droite : lorsqu'une station est inactive.

Le T5 "triangle" permet de récupérer un maximum d'événements, car il conserve les gerbes tombées sur le bord du réseau (cf figure 4.3), et ne provoque pas un gros "trou" dans le réseau si une station est inactive. Cependant, les événements situés sur les bords sont souvent mal reconstruits, et l'évaluation précise de la fraction de gerbes mal reconstruites que laisserait passer un tel critère est délicate.

Le T5 "hexagone", est un critère indépendant de la reconstruction, qui exclut une rangée de stations en plus que celles définissant le bord du réseau (cf figure 4.2) : il est donc plus conservatif sur ce point que le T5 triangle. Par contre, il provoque une grosse perte de surface effective si une station à l'intérieur du réseau est inactive (perte de 7 hexagones).

Le critère de T5 que nous avons mis au point, 5 voisines + cœur reconstruit dans un triangle est un compromis entre le T5 triangle et le T5 hexagone : il traite les bords comme le T5 hexagone, et les "trous" dans le réseau comme le T5 triangle. Si l'on prend comme référence le nombre d'événements sélectionnés par le critère T5 triangle, le T5 hexagone en conserve 75 %, alors que notre critère permet d'en garder 90%.

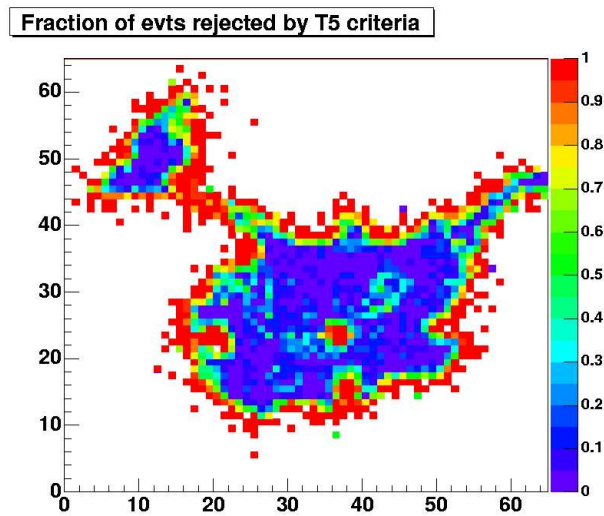


FIG. 4.4 – Répartition sur le réseau de la fraction d'événements rejetée par le T5, par pixels de 1km^2 au sol. L'échelle de couleur indique en rouge les fractions importantes d'événements rejetés, en bleu les plus faibles. Le critère T5 exclut les gerbes tombées sur le bord du réseau ou près d'une station manquante ou inactive.

Pour se convaincre de la nécessité d'imposer un T5, j'ai étudié la répartition spatiale des événements qui ne satisfont pas au critère T5 officiel. La figure 4.4 montre la fraction d'événements

ments rejetée par le T5 en fonction de la position sur le réseau (le déploiement étant en cours, le réseau est maintenant plus étendu que ce que l'on peut voir sur la figure !). L'échelle de couleur correspond à la fraction d'événements rejetés dans une surface de 1km^2 au sol. Comme on peut le constater sur la figure 4.4, le T5 exclut bien les gerbes tombant sur les bords du réseau et près d'une station manquante ou inactive.

Ces événements en bordure du réseau sont généralement mal reconstruits, conduisant à une surestimation de l'énergie de la gerbe. Or, compte tenu de la forte décroissance du flux avec l'énergie, ces quelques événements dont l'énergie est surestimée peuvent avoir une contribution non négligeable dans l'estimation du spectre à haute énergie.

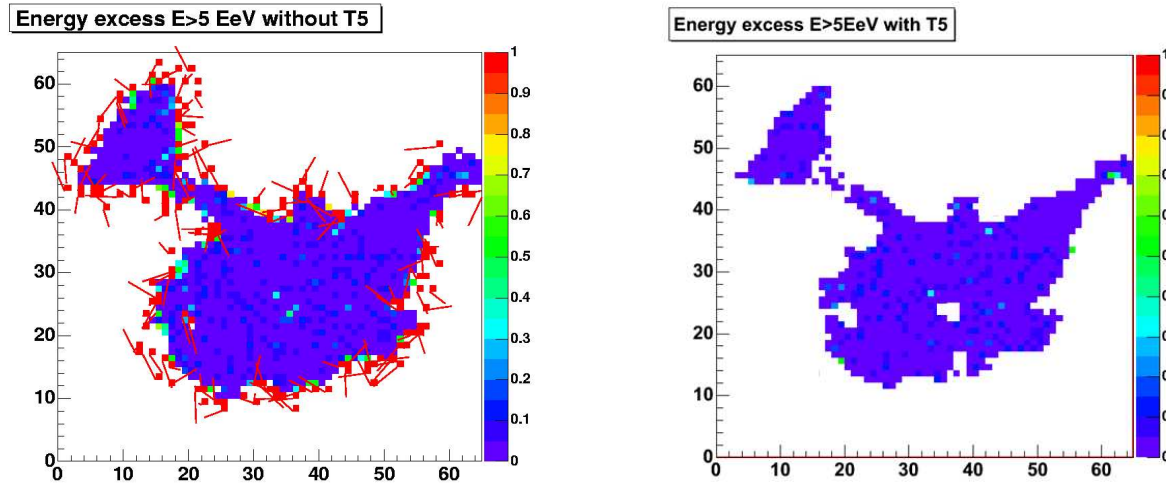


FIG. 4.5 – À gauche : a) Répartition de la fraction d'événements dont l'énergie reconstruite est supérieure à 5 EeV, sans appliquer de T5. La direction azimuthale moyenne d'arrivée des événements dans chaque "pixel" de $1\text{km} \times 1\text{km}$ est représentée par un trait rouge se terminant sur le pixel. À droite : b) après application du T5

La figure 4.5(a) indique la répartition de la fraction d'événements dont l'énergie reconstruite est supérieure à 5 EeV, lorsque le T5 n'est pas appliqué. Le fait que les événements ne passant pas le T5 soient systématiquement reconstruits avec une énergie plus élevée (carrés rouges avec les flèches) indique que leur reconstruction en énergie est mauvaise. La direction azimuthale moyenne d'arrivée des événements dans chaque "pixel" de $1\text{km} \times 1\text{km}$ est également représentée par un trait rouge se terminant sur le pixel. Cette direction moyenne reconstruite des gerbes ne passant pas le T5 semble être systématiquement dirigée le long des bords du réseau. En appliquant le T5, ces événements souffrant d'une mauvaise reconstruction en angle et en énergie

sont éliminés, comme le montre la figure 4.5(b).

4.4 Le concept de fonction LTP

4.4.1 Définition

Ayant défini les algorithmes de sélection des événements qui sont utilisés dans le processus d'analyse des données du réseau de surface, il faut à présent estimer la surface effective de détection $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$ correspondant à ces critères. Bien que cela ne soit pas évident à priori, il est possible de déterminer la surface effective de détection du SD à partir de la connaissance des probabilités de déclenchement individuelles des stations.

Nous avons introduit le concept de fonction *LTP* (*Lateral Trigger Probability*) dans ce but précis : à une énergie, un angle et un type de particule primaire fixés, la fonction LTP donne la probabilité de déclenchement d'une station (T2 : soit de type ToT, soit de type seuil) en fonction de sa distance à l'axe de la gerbe. Les fonctions LTPs rassemblent toute l'information utile au calcul de la surface effective de détection et de l'acceptance, résumant en une seule série de fonctions les propriétés de développement des gerbes et la réponse du détecteur.

Le calcul de ces fonctions s'effectue en simulant le développement des gerbes et la réponse du détecteur correspondante. Nous verrons par la suite que les LTPs peuvent être également *mesurées*, validant ainsi la méthode et permettant de tester la qualité des simulations. D'un point de vue pratique, j'ai simulé la réponse d'un réseau de détecteurs identiques à ceux utilisés pour le SD de l'OPA, dont les stations sont disposées, dans le référentiel de la gerbe, sur des cercles concentriques dont le rayon augmente par pas de 50 mètres. Le réseau a ainsi la forme d'une étoile à douze branches, permettant d'échantillonner beaucoup plus finement le profil latéral de la gerbe : tous les 50 mètres, la réponse de 12 stations (disposées régulièrement en azimuth) est simulée.

Pour un ensemble de valeurs de l'énergie E , de l'angle zénithal θ , et pour un type de primaire différent Z (proton ou fer), j'ai étudié la réponse de ce réseau "en étoile", pour dix réalisations différentes de gerbes simulées avec Corsika, utilisant le modèle hadronique QGSJET 1. La simulation du détecteur que j'ai utilisée est celle qui a été développée à l'IPN, dont le nom de baptême est "*EasySim*²". Une description détaillée du principe et une caractérisation des

²faisant certainement référence à sa simplicité d'utilisation !

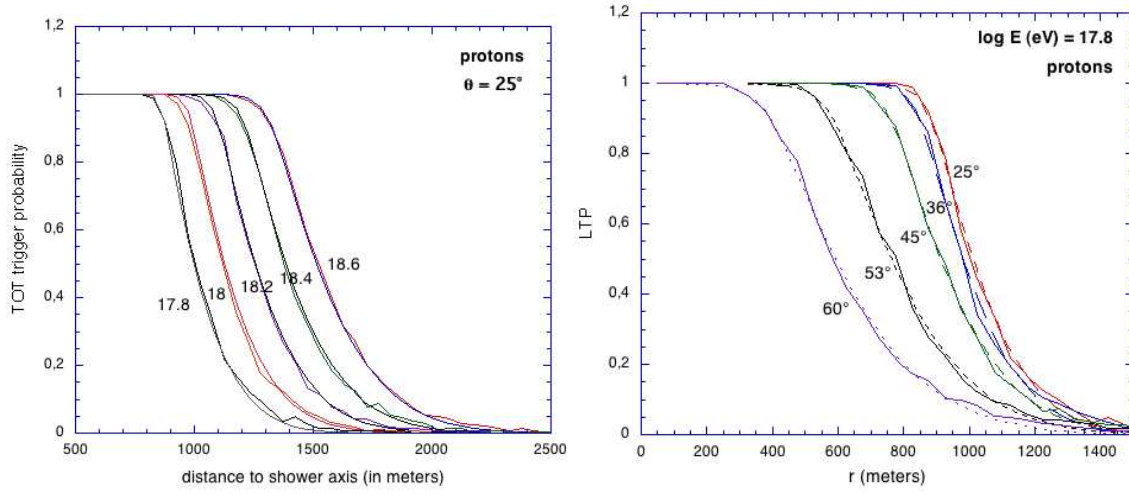


FIG. 4.6 – À gauche : exemples de fonctions LTP correspondant à des gerbes produites par des protons d'angle zénithal $\theta = 25^\circ$, pour différentes énergies, indicées par $\log_{10}(E)$, où E est en EeV. À droite : évolution de la fonction LTP d'un proton à $E = 10^{18}$ eV pour différents angles zénithaux. Un ajustement de chaque fonction est tracé en pointillés. La simulation des gerbes a été effectuée avec Corsika, avec QGSJET pour modèle hadronique.

résultats d'EasySim est présentée dans [1].

La probabilité de déclenchement à une distance r de l'axe de la gerbe s'obtient donc en calculant le rapport du nombre de stations ayant déclenché $N_{T2}(r)$ au nombre total de stations présentes à cette distance $N_{\text{tot}}(r)$, qui dans notre configuration de réseau vaut toujours 120 (10 gerbes $\times$ 12 stations par cercle) :

$$P_{E,\theta,Z}(r) = \frac{N_{T2}(r)}{N_{\text{tot}}(r)} \quad (4.4)$$

4.4.2 Paramétrisation des LTPs

La figure 4.6 illustre l'évolution des LTPs exigeant un déclenchement T2 ToT avec l'énergie et l'angle zénithal pour des protons. Comme attendu, la probabilité de déclenchement est égale à 1 proche de l'axe de la gerbe et tend vers 0 à grande distance. Le rayon de transition, $r_{1/2}$, tel que $P_{E,\theta,Z}(r_{1/2}) = 1/2$ augmente avec l'énergie, puisque la gerbe est plus étendue à grande énergie, et diminue avec l'angle zénithal car la gerbe a parcouru une plus grande distance dans l'atmosphère et est par conséquent plus atténuée.

Il est possible de paramétriser ces fonctions de manière très précise, comme le montrent

les ajustements tracés sur la figure 4.6. La probabilité de déclenchement peut s'écrire sous la forme :

$$P_{E,\theta,Z}(d) = \left[1 + \left(2 \exp \left[-\frac{(r-r_0)^2}{\lambda^2} \right] \right)^{-9} \right]^{-1/9} \quad \text{si } (r > r_0) \quad (4.5)$$

$$= 1 \quad \text{si } (r < r_0) \quad (4.6)$$

$$(4.7)$$

où les deux paramètres libres sont les distances r_0 et λ . L'évolution de ces paramètres avec l'énergie et l'angle est représentée sur la figure 4.7. La valeur de r_0 , qui indique la distance

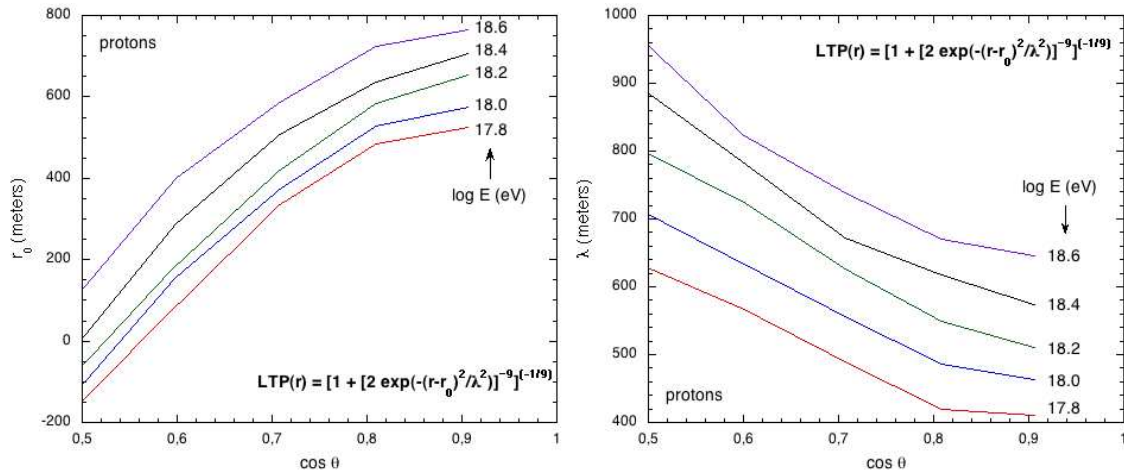


FIG. 4.7 – Évolution du paramètre r_0 , à gauche, et de λ , à droite, avec le cosinus de l'angle zénithal, pour des gerbes de proton simulées pour des énergies allant de $10^{17.8}$ à $10^{18.6}$ eV.

correspondant au début de la chute de la probabilité en-dessous de 1, augmente comme l'on s'y attend avec l'énergie et diminue avec l'angle zénithal. La valeur de λ , qui représente la largeur de la zone de décroissance de la probabilité, augmente avec l'énergie et l'angle, conséquence de l'augmentation de la taille de la gerbe avec E , et de la moins forte décroissance du signal en fonction de la distance à l'axe pour les gerbes ayant traversé une grande épaisseur d'atmosphère.

4.5 Efficacité de détection

A partir des fonctions LTPs, nous disposons de toute l'information nécessaire pour calculer l'acceptance du réseau de surface. La procédure est donc la suivante : afin d'utiliser au mieux

la symétrie hexagonale du SD de l'OPA, nous calculons l'efficacité de détection et l'acceptance instantanée d'une cellule hexagonale élémentaire (1 station centrale entourée de 6 voisines), puis nous multiplions le résultat par le nombre de cellules présentes dans la configuration du réseau considérée. L'acceptance sur une période de prise de données se calcule alors simplement en comptant le nombre de cellules-secondes accumulées pendant la durée de fonctionnement.

4.5.1 Calcul de l'efficacité de détection dans une cellule hexagonale

L'efficacité de détection d'une cellule hexagonale dépend des conditions de déclenchement : pour passer le critère T4, un événement doit avoir au moins 3 stations non alignées ayant déclenché un T2 ToT (le principe du calcul est le même pour la configuration 4C₁ T2). Nous connaissons déjà la probabilité qu'une cuve déclenche un ToT en fonction de sa distance à l'axe de la gerbe, grâce aux fonctions LTP. Pour chaque position possible du cœur, il suffit alors de calculer la probabilité de déclenchement conjointe d'au moins 3 stations en triangle équilatéral, compte tenu de leur distance à l'axe.

Pour une énergie et un angle d'incidence donnés, il faut commencer par calculer la distance de chaque station à l'axe de la gerbe, et en déduire sa probabilité individuelle de déclenchement à partir de la LTP correspondante. Soient P_i et $Q_i = 1 - P_i$ les probabilités que la station i (i prenant les valeurs de 1 à 7) déclenche et, respectivement, ne déclenche pas de T2 ToT. La probabilité qu'aucune station n'ait déclenché s'écrit $\mathcal{P}(0) = \prod_{i=1}^7 Q_i$.

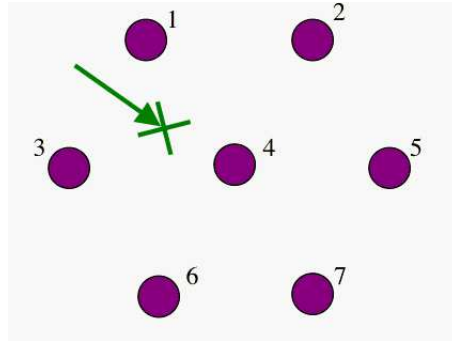


FIG. 4.8 – Conventions géométriques utilisées pour le calcul de la probabilité de T4, la position du cœur de la gerbe est indiquée par la croix.

De même, la probabilité qu'une et seulement une station ait déclenché s'écrit $\mathcal{P}(1) = \mathcal{P}(0) \times \sum_i P_i/Q_i$, et la probabilité d'avoir 2 stations ToT est donnée par $\mathcal{P}(2) = \mathcal{P}(0) \times$

$\sum_{j>i} P_i P_j / Q_i Q_j$. Finalement, la probabilité pour qu'une gerbe tombant en un point de coordonnées (x_c, y_c) passe le niveau de déclenchement T4 (3ToT en triangle équilatéral) est donnée par :

$$\mathcal{P}_{T4}(x_c, y_c) = 1 - \mathcal{P}(0) \left(1 + \sum_i \frac{P_i}{Q_i} + \sum_{j>i} \frac{P_i P_j}{Q_i Q_j} + \sum_{i,j,k \text{ align}} \frac{P_i P_j P_k}{Q_i Q_j Q_k} \right) \quad (4.8)$$

où le dernier terme comptabilise les configurations où 3 stations sont alignées (cf figure 4.8).

Cette procédure permet de calculer la probabilité de déclenchement pour n'importe quels paramètres de gerbe (énergie, angle et type de primaire). A partir de cette probabilité d'obtenir un T4, la surface effective de détection d'une cellule élémentaire hexagonale se calcule comme l'intégrale de sa surface sur la région autorisée par le T5, pondérée par la probabilité de T4 :

$$S_{\text{eff}} = \int_{\text{cellule}} \mathcal{P}_{T4}(x_c, y_c) H_{T5}(x_c, y_c) dS \quad (4.9)$$

où $H_{T5}(x_c, y_c)$ est une fonction qui vaut 1 lorsque le cœur de la gerbe se situe dans une zone autorisée par le critère T5, et 0 dans le cas contraire (cf. figure 4.1 pour le schéma de la surface autorisée par le T5).

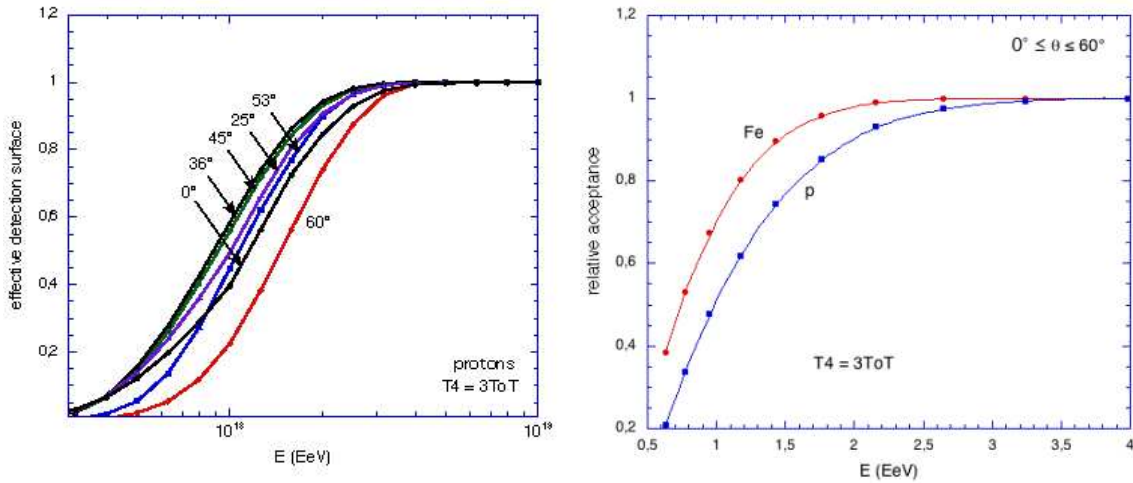


FIG. 4.9 – À gauche : évolution de la surface effective de détection d'une cellule hexagonale (normalisée à 1) en fonction de l'énergie pour différents angle zénithaux, dans le cas d'une gerbe initiée par un proton. À droite : comparaison de la surface effective de détection obtenue pour des noyaux de fer ou pour des protons.

La figure 4.9 a) et b), présente les résultats du calcul de la surface effective de détection

d'une cellule hexagonale en fonction de l'énergie, pour différents angles zénithaux et types de primaires. La surface effective de détection sature vers 3 EeV pour des protons peu inclinés et vers 4 EeV pour les gerbes d'angle zénithal $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 60^\circ$. Cette évolution de S_{eff} avec l'angle provient de la compétition entre l'augmentation de la taille de l'empreinte de la gerbe au sol avec θ , qui a tendance à favoriser le déclenchement du T4, avec l'atténuation de la gerbe suite à son plus grand parcours dans l'atmosphère, ce qui diminue le signal mesuré dans les stations.

Comme on peut le constater sur la figure 4.9 b), la surface effective de détection ne varie pas de la même manière suivant le type de particule primaire, les noyaux de fer ayant une probabilité plus grande de déclencher un T4 que les protons. Le fait que la surface de détection dépende d'une hypothèse sur la composition du rayonnement cosmique peut sembler problématique à première vue, mais nous verrons que cette caractéristique peut être exploitée pour contraindre la composition dans la région où S_{eff} n'est pas saturée. Le domaine d'énergie en question se situe entre 1 et 4 EeV, précisément là où la connaissance de la composition apporterait une information sur la position de la transition galactique vers extra-galactique. Nous présenterons dans le chapitre ?? les méthodes que nous avons développées pour étudier la nature des rayons cosmiques entre 1 et 4 EeV.

Afin de s'affranchir du problème de la variation en énergie de la surface effective de détection, ainsi que de l'hypothèse sur la composition, il suffit de considérer uniquement les événements au-dessus de l'énergie de saturation, soit $E > 3$ EeV.

Acceptance instantanée d'une cellule hexagonale : À partir de l'expression de la surface effective de détection $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$, l'acceptance instantanée d'une cellule hexagonale, mesurée en $\text{m}^2.\text{sr.}$, s'obtient simplement en intégrant $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$ sur l'angle solide :

$$a(E) = \int_{\theta \leq 60^\circ} S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi) \cos \theta \, d\Omega \quad (4.10)$$

où le facteur $\cos \theta$ prend en compte le fait que le détecteur présente une surface projetée aux gerbes incidentes sous l'angle θ .

4.6 Acceptance instantanée et acceptance intégrée du réseau de surface

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'acceptance instantanée d'une configuration donnée du réseau peut être obtenue simplement en multipliant l'acceptance instantanée d'une cellule hexagonale élémentaire par le nombre de cellules présentes dans la configuration en question. Chaque station ayant six voisines actives, comme sur la figure 4.1 a), contribue à l'acceptance instantanée pour une cellule élémentaire, alors qu'une station ayant 5 voisines compte pour $2/3$ de cette valeur, comme illustré sur la figure 4.1 b). Les stations ayant moins de 5 voisines actives ne contribuent pas du tout à l'acceptance.

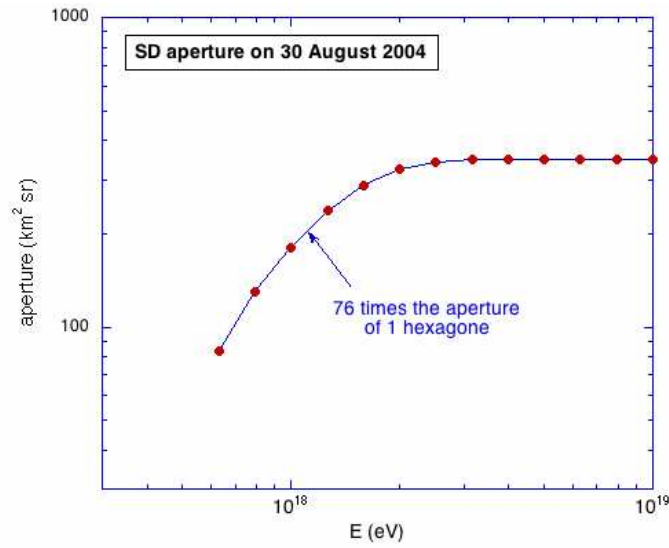


FIG. 4.10 – Comparaison de l'acceptance instantanée obtenue par la méthode de comptage des hexagones (courbe lisse), avec un calcul Monte Carlo balayant toute la surface du réseau pour des gerbes simulées à plusieurs énergies, pour des protons (points rouges). Le réseau était constitué de 76 hexagones en août 2004, la courbe bleue correspond à l'acceptance instantanée d'une cellule hexagonale multipliée par 76.

En principe, la méthode de comptage des hexagones pourrait ne pas être suffisamment précise, puisque le réseau de surface réel de l'Observatoire Pierre Auger ne possède pas une parfaite symétrie hexagonale : certaines stations n'ayant pas pu être déployées exactement à l'endroit prévu. Cependant, nous avons vérifié que l'erreur résultante sur l'acceptance instantanée du réseau est totalement négligeable. La figure 4.10 illustre l'excellent accord entre la méthode de

comptage des hexagones et un calcul de S_{eff} effectué en balayant toute la surface du réseau par pas de 50m. La méthode de comptage est donc fiable et permet d'économiser grandement du temps de calcul pour l'estimation de l'acceptance.

L'acceptance instantanée d'une cellule hexagonale est donc l'unité de base de l'acceptance du réseau de surface. Il est possible de la calculer une fois pour toute et même de la mesurer grâce aux données hybrides obtenues avec la fluorescence. Au-dessus de la saturation, pour $E > 3 \text{ EeV}$, la surface de détection par cuve ayant six voisines actives est donnée par $d^2 \times \sqrt{3}/2 \approx 1.95 \text{ km}^2$, où $d = 1.5 \text{ km}$ est la distance entre deux stations. L'acceptance instantanée correspondante, intégrée sur les angles $\theta < 60^\circ$, est donc $a_{\text{cell}} \approx 4.59 \text{ km}^2 \text{ sr}$.

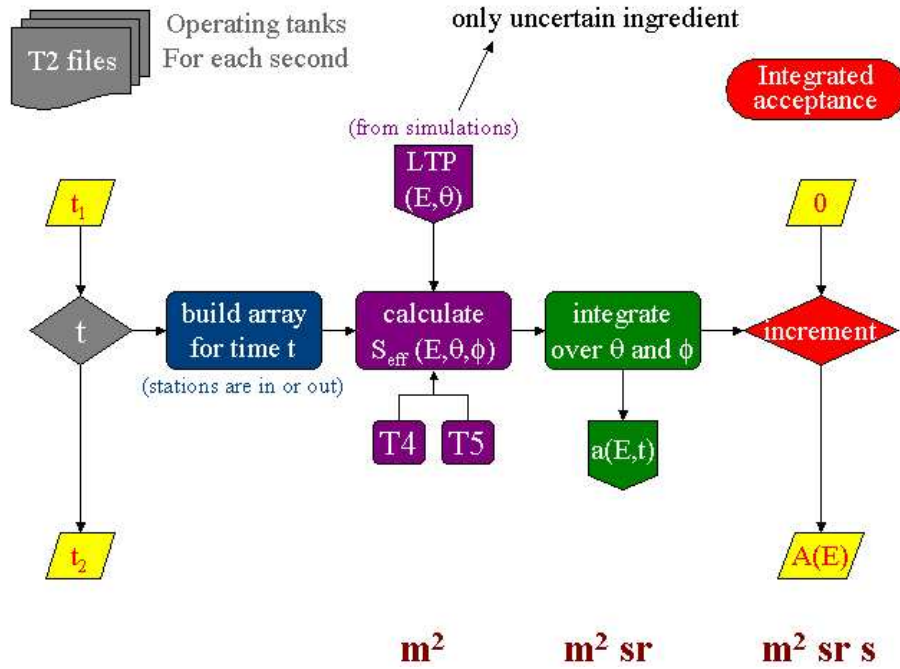


FIG. 4.11 – Shéma résumant la procédure de calcul de l'acceptance du réseau de surface de l'OPA.

Finalement, pour calculer l'acceptance du réseau au-dessus de la saturation sur une période de temps donnée, il suffit de compter le nombre de cellules hexagonales cumulées sur la durée de mesure et de multiplier le résultat par $a_{\text{cell}} \approx 4.59 \text{ km}^2 \text{ sr}$. La configuration du réseau peut changer avec le temps pour de multiples raisons : de nouvelles stations sont déployées (achèvement du SD vers fin 2007...) tout au cours de l'année, celles-ci peuvent également être déficientes de façon passagère et doivent être considérées comme absentes du réseau.

La figure 4.11 résume le principe du calcul de l'acceptance du SD sur une période de prise de données. Le suivi des changement affectant le SD au cours du temps est effectué en surveillant les taux de déclenchement locaux avec une résolution temporelle d'une seconde, ce qui est largement suffisant pour le calcul de l'acceptance. A partir des informations contenues dans les fichier de surveillance du T2 (T2 files sur la figure), la configuration géométrique du réseau permet de calculer le nombre N_{cell} de cellules hexagonales au temps t , et l'acceptance est incrémentée de la valeur $N_{\text{cell}} \times a_{\text{cell}} \times \Delta t$, où Δt est l'intervalle de temps pendant lequel la configuration du réseau n'a pas changé.

À titre d'exemple, au cours de la période allant du 1^{er} janvier 2004 au 3 juillet 2006 inclus, le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger a accumulé $\approx 2.94 \cdot 10^{10}$ cellules T5-secondes, soit une acceptance totale de $1.35 \cdot 10^{11} \text{ km}^2 \text{sr s}$, où $4280 \text{ km}^2 \text{sr an}$, pour des événements ayant des angles $\theta < 60^\circ$ et une énergie supérieure à 3 EeV. Pour comparaison, l'acceptance obtenue par l'expérience AGASA en dix ans de données est un peu plus de deux fois et demi inférieure à cette valeur.

4.7 Nouvelles observables liées à l'acceptance

Lors de l'élaboration de la méthode de calcul de l'acceptance, plusieurs observables physiques telles que les fonctions LTPs se sont avérées être des grandeurs intéressantes à étudier et mesurer expérimentalement. La plupart de ces grandeurs dépendent de la nature des rayons cosmiques, il est ainsi intéressant d'étudier leur pouvoir discriminant. Après avoir exploré un certain nombre de pistes différentes, permettant de valider et tester les résultats obtenus en simulation, je présente brièvement dans cette section les observables qui semblent être les plus prometteuses.

4.7.1 Mesurer expérimentalement les fonctions LTPs

Les fonctions LTP sont à la base du calcul de l'acceptance : elles permettent, à partir de la connaissance de la probabilité individuelle de déclenchement d'une station en fonction de sa distance à l'axe d'une gerbe d'énergie et d'angle donné, de calculer la surface effective de détection du réseau de surface. Les fonctions LTP sont obtenues en simulation, dans l'hypothèse d'une composition légère (protons) ou plus lourde (noyaux de fer). L'évolution avec l'énergie

de la surface effective de détection dépend de cette hypothèse de composition et du modèle de simulation des gerbes et du détecteur. Afin de valider ces résultats théoriques, il est important de comparer les résultats de simulations avec les données.

Pour mesurer les fonctions LTP sur les données du SD, il faut calculer, pour un intervalle d'énergie et d'angle zénithal donné, la probabilité de déclenchement d'une station en fonction de sa distance à l'axe de la gerbe : pour un intervalle de distance centré autour de r , une station silencieuse contribue pour 0 dans la valeur moyenne de la $LTP(r)$, et une station qui a déclenché un T2 pour 1. Par cette méthode on construit une LTP expérimentale avec tous les événements du SD.

Cependant, il faut être prudent dans la comparaison avec les simulations car pour calculer la LTP sur les données, il faut que ces événements aient vérifié les conditions du T3 ! Ces LTPs expérimentales sont donc "conditionnelles", c'est-à-dire qu'elles représentent la probabilité de déclenchement en fonction de la distance à l'axe, *sachant que l'événement a passé le T3*. Il est donc évident que tant que la probabilité de détection, c'est-à-dire la probabilité d'obtenir un T3, n'est pas indépendante de l'énergie, les LTPs mesurées sur les données sont obtenues avec un échantillon de gerbes dans lequel les fluctuations positives au-dessus du seuil imposé par le T3 sont favorisées. On s'attend donc à ce que les LTPs mesurées avec le SD en-dessous de la saturation s'étendent plus loin en distance que les LTPs simulées.

La solution consiste à imposer le critère T3 sur les LTPs simulées, pour obtenir des LTPs conditionnelles, comparables à celles mesurées. Cependant, il est impossible d'appliquer le critère T3 dans la configuration de réseau en étoile qui a été utilisée pour calculer les LTPs. Pour implémenter le T3, il faut simuler les gerbes sur un réseau identique à celui de l'OPA. Le problème est alors purement technique : il faut simuler un grand nombre de gerbes avec différentes positions de cœur, et ce pour chaque angle et énergie, afin d'obtenir des LTPs calculées avec suffisamment d'événements par intervalle de distance. J'ai alors orienté mon étude vers une autre méthode, utilisant les événements hybrides.

Pour mesurer les LTPs en-dessous de la saturation, c'est-à-dire justement dans la région où le calcul d'acceptance est nécessaire, il est possible d'utiliser les événements hybrides, mesurés par le détecteur de fluorescence et le SD. Le FD est capable d'observer les gerbes à plus basse énergie que le SD, et une seule station au sol touchée suffit pour constituer un événement hybride. Un ensemble de critères de qualité est appliqué à l'événement, afin d'éliminer les

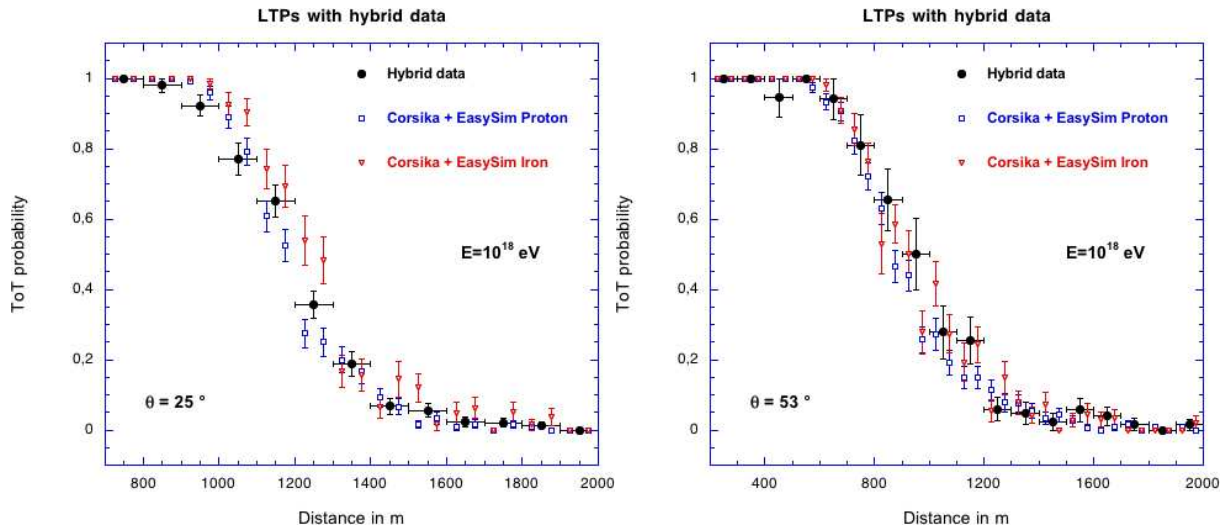


FIG. 4.12 – Comparaison entre la LTP mesurée avec les données hybrides avec les LTPs simulées pour des protons et des noyaux de fer, pour une énergie en-dessous de la saturation ($E \sim 10^{18}$ eV). À gauche : pour un angle zénithal de 25° , et à droite pour $\theta \simeq 53^\circ$. Les barres d'erreur horizontales correspondent à une incertitude de 50 m sur la position du cœur.

déclenchements fortuits et s'assurer de la bonne reconstruction de l'événement. Ces critères sont détaillés dans le chapitre 5, ainsi que les caractéristiques du lot de données hybrides.

Les événements hybrides ne sont donc pas soumis au critère T3, ce qui permet de calculer des LTPs *non conditionnelles*, avec la même méthode que nous avons expliquée auparavant. La figure 4.12 illustre la comparaison des LTPs hybrides avec les LTPs simulées, pour une énergie voisine de 1 EeV. La première constatation qui peut être faite est le relativement bon accord entre les prédictions théoriques et les données. La LTP hybride semble cependant chuter légèrement plus tôt que les LTPs simulées, apparemment de façon privilégiée pour les petits angles zénithaux. Compte tenu de la précision qui peut être obtenue avec la statistique disponible actuellement, il est impossible d'étudier directement la composition des rayons cosmiques avec cette méthode, les différences entre LTPs fer et proton étant trop faibles comparées aux incertitudes.

De façon rigoureuse, l'efficacité de détection des gerbes avec le FD n'est pas strictement la même à toutes les énergies et les angles zénithaux. Les critères de sélection qui sont appliqués aux événements hybrides peuvent également introduire des biais sur le calcul de la probabilité de déclenchement d'une station du SD. Il convient donc d'être prudent quant à l'interprétation

des résultats : ne sachant pas quantifier exactement les éventuels biais susceptibles d'affecter le lot de données hybrides (qui sont encore à l'étude au sein des groupes spécialistes du FD dans Auger), nous considérons donc cette étude comme un test préliminaire permettant de vérifier les résultats des simulations à un degré de précision qu'il sera possible d'améliorer ultérieurement.

Comme nous le verrons au chapitre 5, lorsque l'on estime l'énergie des gerbes à partir d'une relation déduite des simulations, on obtient une valeur plus élevée, de l'ordre de 20%, que celle donnée par la fluorescence. Si l'on prend comme référence l'échelle d'énergie des simulations, la LTP hybride est donc calculée avec des gerbes d'énergie en moyenne 20% plus élevée, et devrait donc être légèrement³ plus étendues que les LTPs simulées.

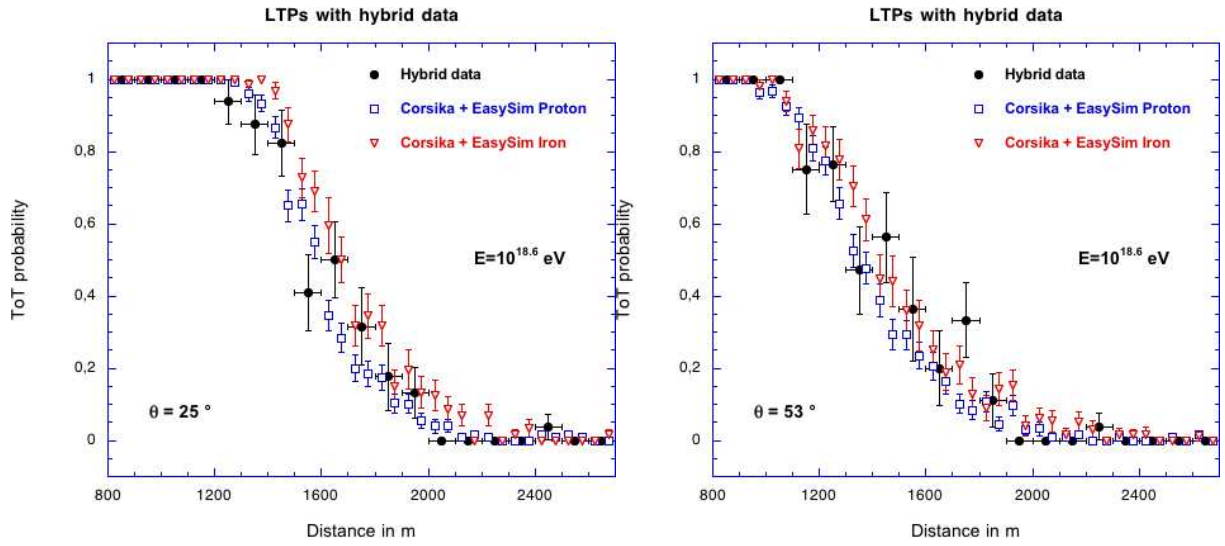


FIG. 4.13 – Comparaison entre la LTP mesurée avec les données hybrides avec les LTPs simulées pour des protons et des noyaux de fer, pour une énergie voisine de la saturation ($E \sim 10^{18.6}$ eV). À gauche : pour un angle zénithal de 25° , et à droite pour $\theta \simeq 53^\circ$.

Le fait que sur la figure 4.12, la LTP hybride chute plus tôt que les simulations, et ce différemment avec l'angle zénithal, pourrait donc être la conséquence d'un biais provenant des sélections sur les événements hybrides, qui favoriseraient les gerbes reconstruites à plus basse énergie, favorisant ainsi les petits signaux à 1000 mètres. Il est également possible que les simulations ne reproduisent pas parfaitement le signal mesuré dans les stations et son évolution

³les paramètres de la LTP varient lentement avec l'énergie (cf. figure 4.7) de sorte qu'un décalage de 20% en énergie ne devrait pas changer grandement la forme des LTPs.

avec l'angle zénithal.

La figure 4.13 illustre les résultats obtenus pour une énergie voisine de la saturation $E \sim 10^{18.6}$ eV. Le nombre d'événements hybrides étant beaucoup plus faible, les incertitudes sur la LTP hybride sont relativement grandes. Cependant, bien qu'il soit impossible d'être catégorique, les mêmes remarques que précédemment semblent s'appliquer pour cette gamme d'énergie. Ces résultats montrent qu'il est nécessaire d'évaluer précisément l'effet des critères de sélection appliqués aux événements hybrides sur les données du SD. Pour autant qu'on puisse en juger, cette étude suggère donc que le lot de données hybrides est biaisé, ce qui est une conclusion importante dans la mesure où ces événements hybrides sont utilisés pour étalonner la relation $S_{1000} - E$, afin de reconstruire les événements mesurés avec le SD (cf chapitre 5).

4.7.2 Une nouvelle observable : la Ladibot

Le terme de "Ladibot" désigne la *Lateral Distribution of Bins Over Threshold*, qui est une fonction semblable à la LTP : elle représente, en fonction de la distance à l'axe, le nombre moyen d'intervalles (nous utiliserons le terme de *bin*) de 25 ns qui ont un signal supérieur au seuil de 0.2 VEM. Une station a déclenché un ToT si elle possède plus de 12 bins au-dessus du seuil. La Ladibot est donc une observable plus fine que la LTP : elle rassemble l'information sur la probabilité individuelle de déclenchement d'une station, mais également elle caractérise la largeur temporelle du signal en fonction de la distance à l'axe.

Le principe de la détermination des Ladibots est similaire à celui utilisé pour les LTPs : j'ai simulé un grand nombre de gerbes sur un réseau en étoile, afin d'obtenir la plus grande statistique possible pour un intervalle de distance donné, à énergie et angle zénithal fixé. De la même façon que les LTPs, afin de pouvoir effectuer une comparaison avec les données, les Ladibots peuvent être calculées de manière *conditionnelle* : on calcule alors le nombre de bins au-dessus du seuil, en imposant un minimum de 12 bins, afin de valider la condition ToT.

La figure 4.14 illustre l'évolution de la Ladibot conditionnelle avec l'énergie et l'angle zénithal. La forme de la Ladibot provient de la compétition entre deux effets : la diminution de l'intensité du signal avec la distance à l'axe et l'augmentation de l'épaisseur temporelle du front de gerbe, qui produit un maximum à une distance dépendant de l'énergie et de l'angle zénithal. Pour les angles zénithaux supérieurs à $\sim 45^\circ$, la Ladibot devient une fonction strictement décroissante de la distance à l'axe, conséquence de la moins forte évolution de l'épaisseur du

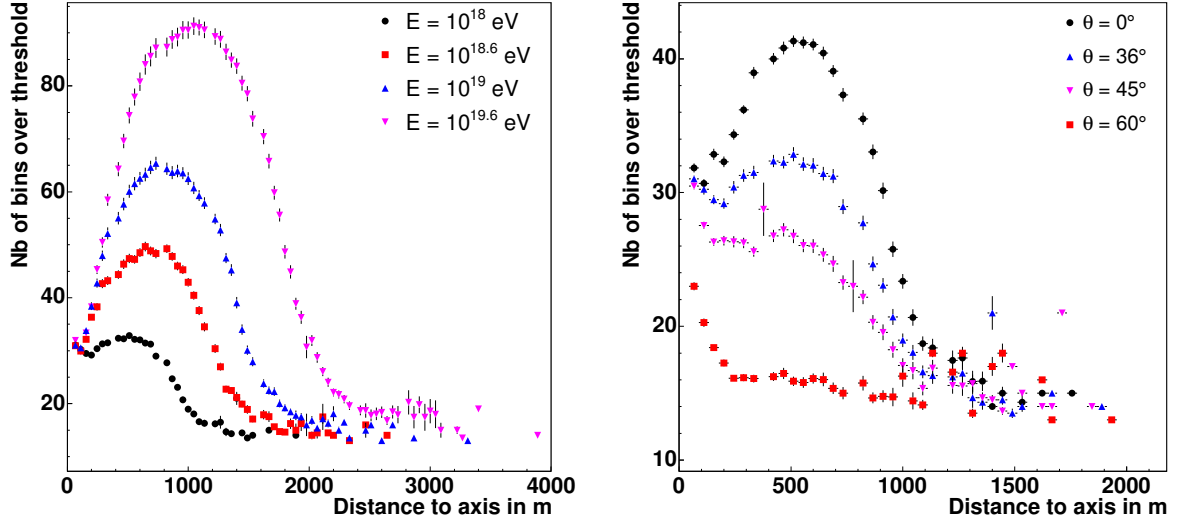


FIG. 4.14 – À gauche : évolution de la Ladibot avec l'énergie, pour des simulations de gerbes de protons à $\theta = 36^\circ$. À droite : évolution de la Ladibot avec l'angle zénithal pour des simulations de gerbes de proton à $E = 10^{18}$ eV.

front de gerbe pour les gerbes âgées. Les fonctions Ladibots permettent de tester la validité des simulations du détecteur et des gerbes atmosphériques, car ces observables sont très sensibles à la forme du signal, et aux conditions de déclenchement qui sont appliquées.

La figure 4.15 illustre pour une gerbe d'énergie donnée les contributions respectives de la composante électromagnétique et de la composante muonique au nombre de bins au-dessus du seuil (avec un minimum imposé de 12 bins). Le nombre total de bins au-dessus du seuil n'est pas simplement donné par la somme des deux composantes : en effet, pour une station située à une distance donnée, les signaux produits par les muons et par la composante électromagnétique se recouvrent temporellement, de sorte que le temps passé au-dessus du seuil n'est pas donné par la somme des temps individuels de chaque composante.

Pour les gerbes faiblement inclinées, la composante électromagnétique est dominante, et détermine la forme de la Ladibot. Le maximum de la composante muonique a lieu pour une distance inférieure à celle de la composante électromagnétique : les muons ne subissant pas la diffusion multiple sont plus collimés dans la direction de l'axe de la gerbe, et arrivent de façon plus serrée en temps. Pour les gerbes ayant un grand angle zénithal ($\theta > 45^\circ$), la composante muonique finit par dominer à grande distance. En étudiant les Ladibots pour les

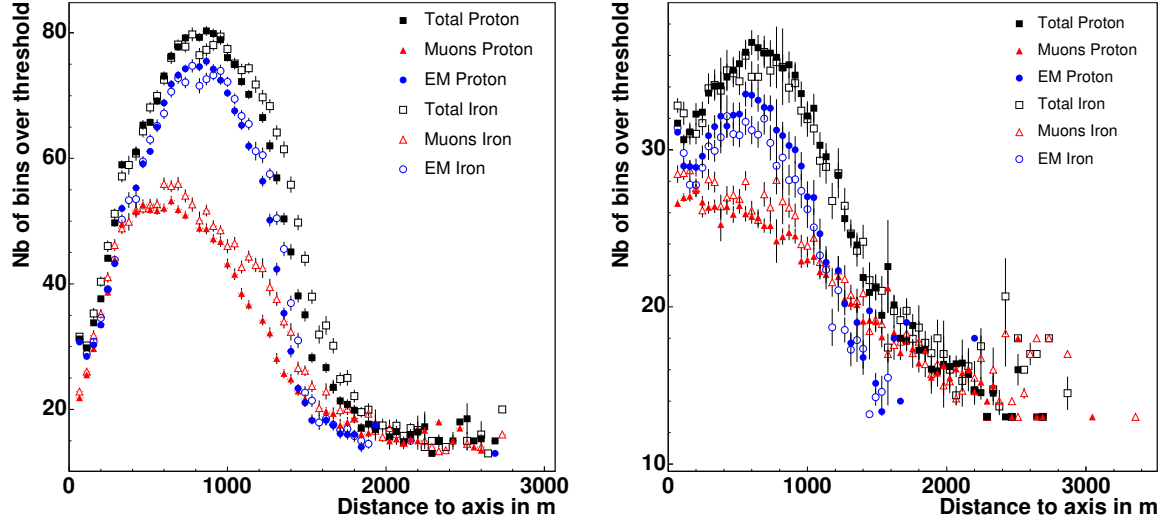


FIG. 4.15 – Séparation des différentes contributions à la Ladibot pour des gerbes simulées à $E = 10^{19}$ eV et $\theta = 0^\circ$ à gauche et $\theta = 53^\circ$ à droite. Les protons sont indiqués en couleurs pleines, les noyaux de fer par des symboles vides.

gerbes relativement inclinées, il est possible de tester si les simulations reproduisent bien la fraction de muons présente dans les gerbes atmosphériques.

La comparaison des Ladibots avec les données nécessite les mêmes précautions que pour les LTPs. J'ai comparé les Ladibots conditionnelles obtenues en simulation avec les Ladibots obtenues à partir du réseau de surface, pour les énergies au-dessus de la saturation. Le principe du calcul est identique à celui utilisé pour les LTPs : pour chaque événement T3 satisfaisant les critères du T4 et du T5, le nombre de bins au-dessus du seuil de chaque station T2 ToT est calculé, ainsi que sa distance à l'axe.

Afin d'établir une comparaison précise, il est nécessaire d'appliquer un critère de sélection supplémentaire aux stations contenues dans les événements mesurés par le SD : en effet, la largeur temporelle du signal mesuré dans une station dépend de façon assez sensible de facteurs tels que la longueur d'absorption de l'eau, ou des propriétés de réflectivité du Tyvek (cf. [64]), qui sont différentes d'une station à l'autre. Une sélection sur la valeur du rapport entre l'intégrale et le maximum des signaux⁴, qui est la caractéristique dont dépend la valeur du nombre de bins au-dessus du seuil, est effectuée sur les stations, de façon à avoir un lot de

⁴la valeur de ce rapport utilisée en simulation est de 3.5

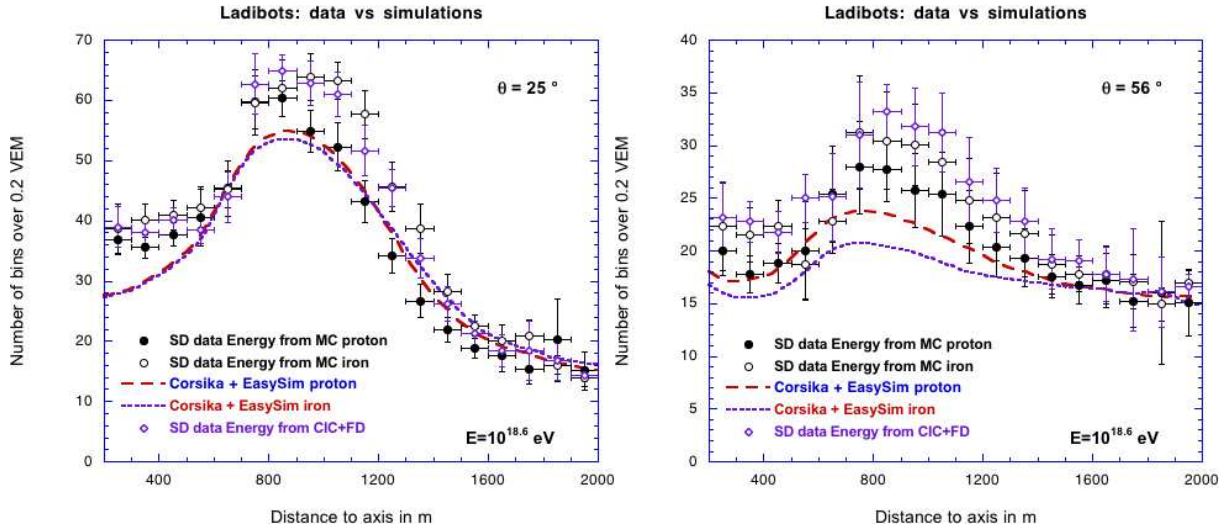


FIG. 4.16 – Comparaison entre les Ladibots conditionnelles simulées (courbes en pointillés) et les Ladibots mesurées avec les données du SD. L'estimation de l'énergie est effectuée à partir des simulations (cercles noirs) ou à partir de la méthode CIC+FD (losanges violets), pour une énergie centrée autour de $E = 10^{19.6} \text{ eV}$. À gauche pour les angles zénithaux centrés autour de $\theta = 25^\circ$ et à droite pour $\theta = 56^\circ$.

données correspondant aux simulations. La figure 4.16 illustre les résultats obtenus pour une énergie de $10^{18.6} \text{ eV}$.

Le problème principal pour la comparaison entre les simulations et les données est, comme dans le cas des LTPs, l'incertitude sur le choix de la méthode d'estimation de l'énergie à utiliser. La reconstruction des événements avec le FD sous-estime d'environ 20% l'énergie par rapport aux simulations, (cf. chapitre 5), ce qui explique pourquoi les données utilisant la référence donnée par la fluorescence sont significativement au-dessus des courbes théoriques. Parmi les données avec l'énergie estimée à partir des simulations, la courbe des protons semble la plus proche des prédictions théoriques, et possède une forme globalement bien reproduite par les simulations. Nous insistons cependant sur le fait que cette étude constitue un travail exploratoire préliminaire, et que compte tenu des nombreuses incertitudes, entre autres liées à l'estimation de l'énergie, l'interprétation des résultats doit être prudente. La figure 4.16 indique également que la simulation ne reproduit pas parfaitement l'évolution du nombre de bins au-dessus du seuil pour les faibles distances à l'axe de la gerbe. Cet effet pourrait provenir du passage de l'utilisation du bas gain vers le haut gain, qui pourrait ne pas être bien modélisé.

4.7.3 Mesurer l'efficacité de détection en-dessous de la saturation

Dans le cadre de notre calcul de la surface effective de détection, l'évolution de l'efficacité de détection avec l'énergie est calculée à partir des fonctions LTPs. La valeur de l'efficacité de détection dépendant de la nature des rayons cosmiques, une hypothèse de composition est nécessaire si l'on souhaite calculer le spectre d'énergie en-dessous de l'énergie de saturation. Nous verrons par la suite qu'il est possible d'exploiter cette propriété pour contraindre la composition des rayons cosmiques.

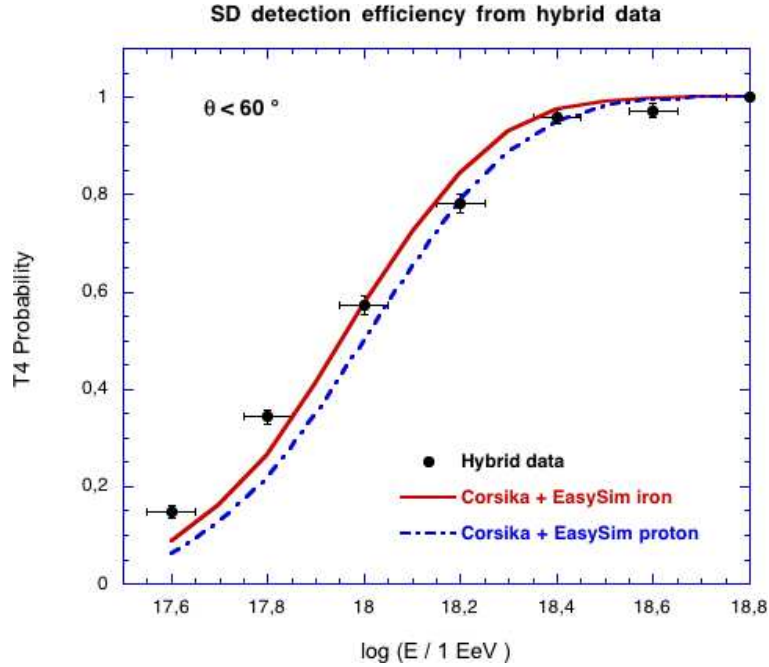


FIG. 4.17 – Évolution de la probabilité de détection du réseau de surface (probabilité d'obtenir un T4) en fonction de l'énergie, déterminée avec les événements hybrides.

Dans le but d'établir un spectre en énergie en-dessous de la saturation qui soit fiable et indépendant d'une hypothèse de composition, j'ai utilisé les événements hybrides pour mesurer l'efficacité de détection du SD en-dessous de 4 EeV.

Le principe du calcul est semblable à celui des LTPs hybrides : pour chaque événement hybride satisfaisant aux critères de qualité, si celui-ci satisfait au critère T4 (et également au critère T5 afin de s'assurer de sa bonne reconstruction), il compte pour 1 dans l'intervalle d'énergie (mesuré par la fluorescence) considéré, et pour 0 sinon. La figure 4.17 illustre le résultat du calcul obtenu avec le même lot de données hybrides que celui utilisé pour les LTPs.

À la vue des résultats de la figure 4.17, il convient d'adopter la même prudence que pour l'interprétation des LTPs hybrides : nous savons que l'énergie donnée par la fluorescence est inférieure d'environ 20% de celle donnée par les simulations proton. L'idée n'est donc pas de mettre en évidence une éventuelle transition fer-proton avec cette figure. Nous avons vu avec les LTPs qu'il était fort probable que les critères de qualité appliqués aux événements hybrides puissent avoir une influence non négligeable sur la probabilité de déclenchement des stations du SD. L'évolution avec l'énergie de la probabilité de T4 montrée sur la figure 4.17 est donc susceptible d'être biaisée.

Pour vérifier cette hypothèse, il est possible de comparer l'évolution avec l'énergie du rapport $4\text{ToT}/3\text{ToT}$, qui représente le rapport du nombre d'événements possédant au moins 4 stations ToT sur le nombre d'événements possédant au moins 3 stations ToT, pour le SD et pour le FD. Ce rapport est en effet mesurable par le SD : il suffit de compter parmi les événements du SD qui sont 3ToT (et T5), combien sont également 4ToT, ce qui revient à mesurer en quelque sorte la probabilité de déclencher une station de plus dans l'événement. En mesurant ce même rapport sur les données hybrides, il est possible de voir quand les deux mesures sont en accord, afin de déterminer la région en énergie où les critères de sélection appliqués aux événements hybrides n'influencent plus le SD.

La figure 4.18 illustre le résultat du calcul sur les données SD et les données hybrides. Les courbes correspondant aux valeurs données par la simulation sont également montrées, elles sont calculées à partir des fonctions LTPs. L'estimation de l'énergie des événements du SD provient de la méthode CIC+FD (cf. chapitre 5), qui est donc étalonnée sur la fluorescence.

On peut constater sur la figure 4.18 que la valeur du ratio $4\text{ToT}/3\text{ToT}$ mesuré par la fluorescence est pratiquement tout le temps systématiquement inférieure à celle mesurée par le SD, et ce jusqu'à saturation du rapport, vers 10^{19} eV. Cette constatation confirme le fait que le lot de données hybrides ne peut pas être utilisé directement pour estimer la probabilité de déclenchement du SD. Ce résultat est cohérent avec l'observation des LTPs hybrides, qui favorisent les petites probabilités de déclenchement. Le rapport $4\text{ToT}/3\text{ToT}$ semble sous-estimé par le FD, qui favorise donc les 3ToT par rapport aux 4ToT. Il est donc nécessaire d'approfondir les études sur l'influence des critères de qualité appliqués aux événements hybrides.

Le moyen le plus sûr de mesurer l'efficacité de détection du SD en-dessous de la saturation est de construire un sous-réseau : en déployant une cinquantaine de stations supplémentaires,

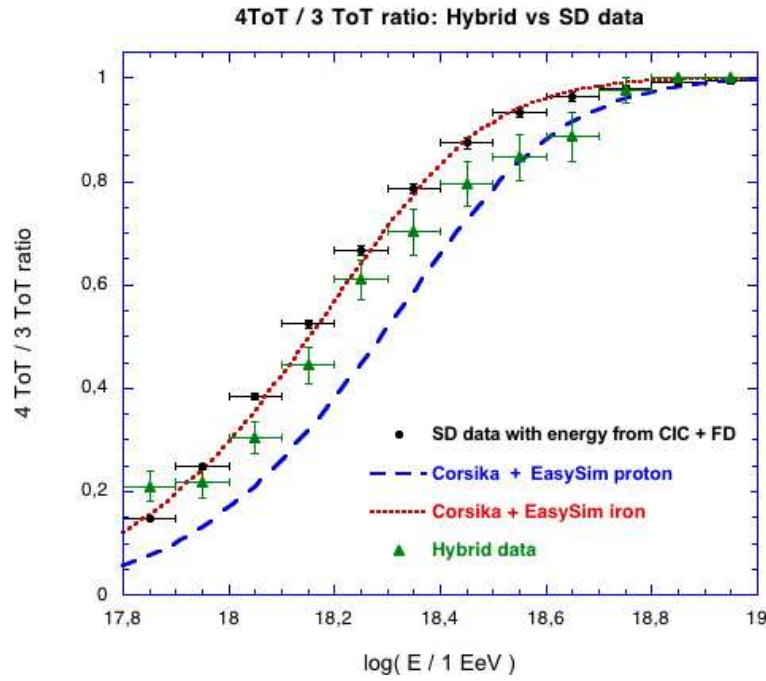


FIG. 4.18 – Évolution du rapport 4ToT/3ToT en fonction de l'énergie, déterminée avec les événements hybrides, avec les données du SD et avec les simulations.

disposées au centre des triangles équilatéraux formés par les stations existantes, il est possible d'abaisser sensiblement la valeur de l'énergie de saturation de l'acceptance. En effet, en procédant de la sorte, on obtient un réseau de pas réduit d'un facteur $\sqrt{2}$, dont l'efficacité de détection vaut 1 vers $5 \cdot 10^{17}$ eV, comme le montre la figure 4.19. Le flux des rayons cosmiques augmentant rapidement lorsque l'énergie diminue, ces quelques stations supplémentaires seraient suffisantes pour mesurer le spectre au-dessus de $5 \cdot 10^{17}$ eV, étendant ainsi la gamme d'énergie accessible à l'Observatoire Pierre Auger à un domaine très intéressant sur le plan astrophysique. À l'aide d'un sous réseau, en mesurant le spectre de façon indépendante de la composition en-dessous de 4 EeV, on peut mesurer l'efficacité de détection du réseau standard et la comparer aux prédictions théoriques pour contraindre la composition des rayons cosmiques.

4.7.4 Pistes pour l'identification de la nature des rayons cosmiques

Afin de terminer ce chapitre sur l'étude de l'acceptance de l'Observatoire Pierre Auger, nous présentons les premiers résultats d'une étude préliminaire visant à contraindre la composition

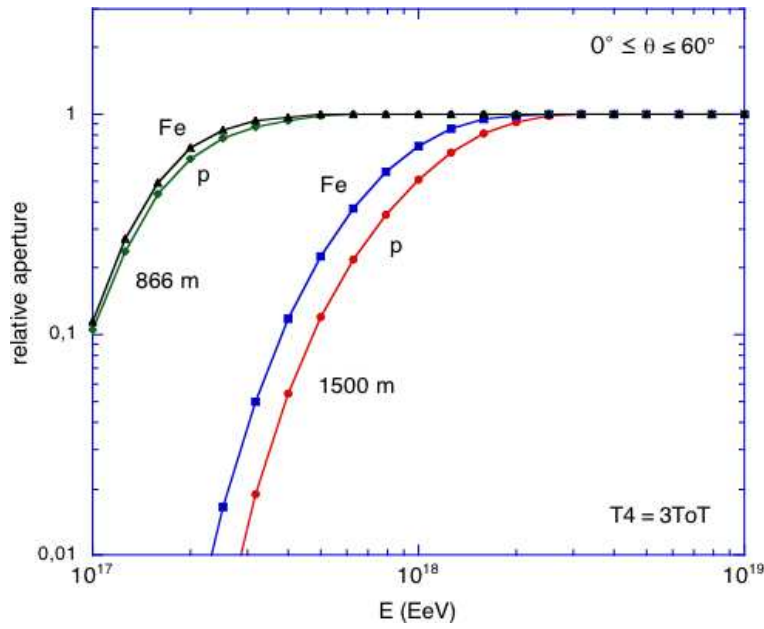


FIG. 4.19 – Évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie, pour un sous-réseau de pas $1500 \times \sqrt{2} \sim 866$ m, et pour le réseau de surface d'Auger. L'efficacité de détection sature beaucoup plus tôt pour le sous-réseau, à une énergie voisine de $5 \cdot 10^{17}$ eV.

des rayons cosmiques entre 10^{18} et 10^{19} eV.

Parmi les nombreuses observables du SD qui sont sensibles à la composition, nous avons étudié les rapports $n_{\text{Tot}}/3\text{ToT}$, qui représentent la fraction d'événements possédant au moins n stations ToT parmi les événements 3ToT détectés par le réseau de surface. Ces variables peuvent être déterminées avec une bonne précision, du fait du grand nombre d'événements collectés, et très simplement car il suffit de compter parmi les événements 3ToT (et T5), combien sont également 4ToT, 5ToT, etc...

Le calcul des rapports $n_{\text{ToT}}/3\text{ToT}$ est effectué en simulation à partir des fonctions LTPs, pour des noyaux de fer et des protons et ce à différentes énergies. Ces prédictions théoriques peuvent être directement comparées aux données, comme le montre la figure 4.20. Pour estimer l'énergie des événements du SD, nous sommes évidemment confrontés au même problème que précédemment : quelle énergie utiliser ?

Les résultats illustrés sur la figure 4.20 utilisent à titre d'exemple une estimation de l'énergie étalonnée sur la fluorescence. Pour les trois rapports $n_{\text{ToT}}/3\text{ToT}$ que nous avons calculé, il est possible de comparer la mesure du SD avec les prédictions fer et proton. Cette comparaison n'a

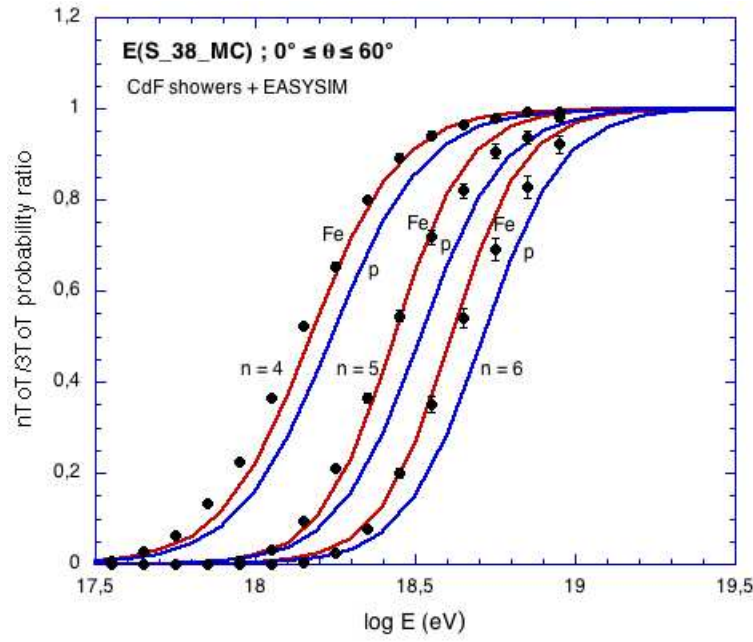


FIG. 4.20 – Évolution de l'acceptance instantanée en fonction de l'énergie, pour différentes conditions de déclenchement (en exigeant 3,4,5 ou 6 stations ToT). Les courbes sont calculées en simulation à partir des LTPs correspondant à des noyaux de fer, pour des angles zénithaux inférieurs à 45°.

pas de sens dans les régions où les courbes "proton" et "fer" sont très peu séparées, c'est-à-dire pour les valeurs du rapport $n\text{ToT}/3\text{ToT}$ proches de 0 ou de 1. Chaque rapport possède donc une gamme d'énergie dans laquelle il est plus sensible, et donc en regroupant les informations des rapports 4/3, 5/3 et 6/3, on peut étudier la composition depuis $\sim 10^{18}$ eV jusqu'à $\sim 10^{19}$ eV.

Afin de mettre en évidence une éventuelle modification de la composition avec l'énergie, nous avons construit un estimateur qui permet d'indiquer la proportion de noyaux de fer par rapport aux protons, dans une hypothèse simple où ces deux seules composantes sont présentes.

Nous définissons la "fraction de fer" α_{Fe} , qui nous le rappelons ne correspond pas directement à une mesure effective de la proportion de noyaux de fer dans les rayons cosmiques, comme étant définie implicitement par l'équation :

$$\frac{n\text{ToT}}{3\text{ToT}}(E) = \frac{\alpha_{\text{Fe}}(E) \times \mathcal{P}_n^{\text{Fe}}(E) + [1 - \alpha_{\text{Fe}}(E)] \times \mathcal{P}_n^{\text{p}}(E)}{\alpha_{\text{Fe}}(E) \times \mathcal{P}_3^{\text{Fe}}(E) + [1 - \alpha_{\text{Fe}}(E)] \times \mathcal{P}_3^{\text{p}}(E)} \quad (4.11)$$

où $\frac{n\text{ToT}}{3\text{ToT}}(E)$ représente le rapport $n\text{ToT}/3\text{ToT}$ mesuré à l'énergie E , $\mathcal{P}_n^{\text{Fe}}(E)$ la probabilité de déclencher au moins n ToT pour une gerbe de fer à l'énergie E et $\mathcal{P}_n^{\text{P}}(E)$ la probabilité de déclencher au moins n ToT pour une gerbe initiée par proton. Le calcul des probabilités de déclenchement $\mathcal{P}_n^{\text{Fe,P}}(E)$ est effectué en simulation à l'aide des fonctions LTPs, pour chaque intervalle d'énergie. La fraction de fer α_{Fe} est donc obtenue en résolvant l'équation (4.11).

Les résultats obtenus avec les données du SD sont illustrés sur les figures 4.21, 4.22 et 4.23. L'évolution de la fraction de fer avec l'énergie est calculée pour les trois rapports correspondant à $n = 4, 5, 6$. Nous avons déjà mentionné le fait qu'il y a un décalage d'une vingtaine de pourcent entre l'énergie FD et l'énergie donnée par les Monte-Carlo, et donc nous avons également calculé à titre indicatif les fractions de fer obtenues si l'on augmente artificiellement l'énergie donnée par la fluorescence de 15% (figure 4.22) ou de 25% (figure 4.23).

La première remarque que l'on peut faire au sujet de ces résultats, est que la fraction de fer diminue indéniablement avec l'énergie, indiquant un allègement de la composition entre 1 et 10 EeV. Suivant l'échelle d'énergie utilisée, la fraction de fer peut dépasser l'unité ou encore être négative, ce qui traduit simplement le fait que les points expérimentaux sont pas contenus entre les courbes théoriques "fer" et "proton". Les résultats correspondant à une énergie de fluorescence rehaussée de 15% semblent être les plus convaincants, la fraction de fer évoluant de manière remarquablement cohérente entre 1 et 0 depuis 10^{18} eV jusqu'à 10^{19} eV.

Il est évident que ces résultats dépendent d'un choix arbitraire de la normalisation en énergie utilisée, et qu'il est donc impossible d'en conclure un résultat scientifique fiable dans l'état présent. Les incertitudes sur la valeur de la fraction de fer proviennent majoritairement de l'incertitude liée à l'estimation de l'énergie.

Nous concluerons donc en soulignant encore une fois qu'il est important de tester les simulations des gerbes de façon poussée, pour qu'elles reproduisent les données le plus fidèlement possible. Si les modèles s'avèrent incapables de reproduire avec exactitude l'ensemble des données collectées par les expériences étudiant les gerbes atmosphériques, cette information pourrait être utile pour faire progresser notre compréhension de la physique des particules aux très hautes énergies.

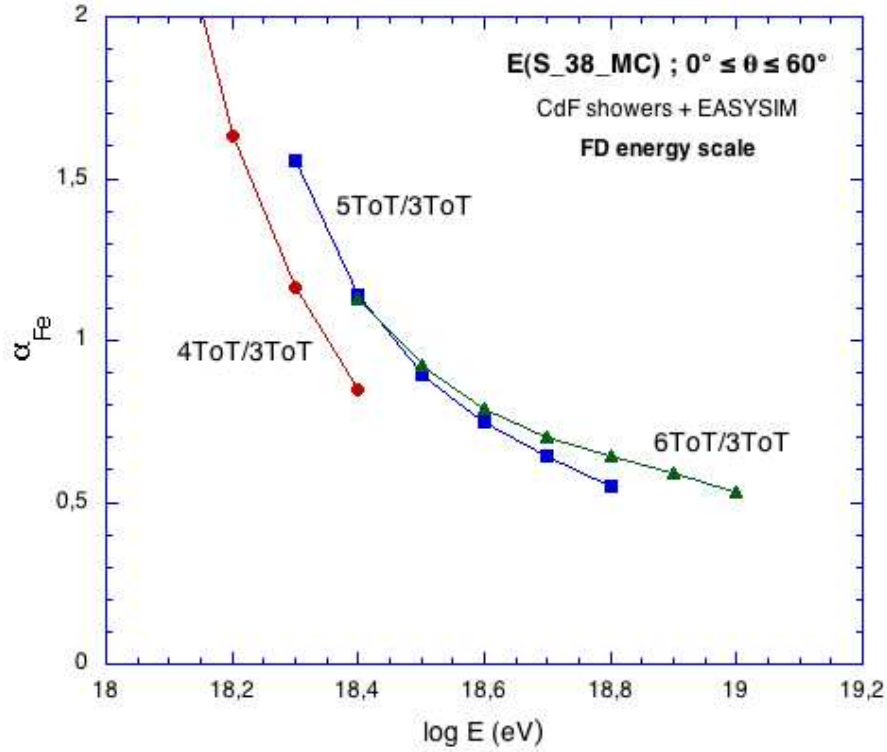


FIG. 4.21 – Évolution de la fraction de fer α_{Fe} avec l'énergie, calculée à partir des rapports $nToT/3ToT$ sur les données du SD. L'estimation de l'énergie est effectuée avec la méthode utilisant les courbes d'atténuation données par les simulations, avec un étalonnage sur l'énergie mesurée par la fluorescence.

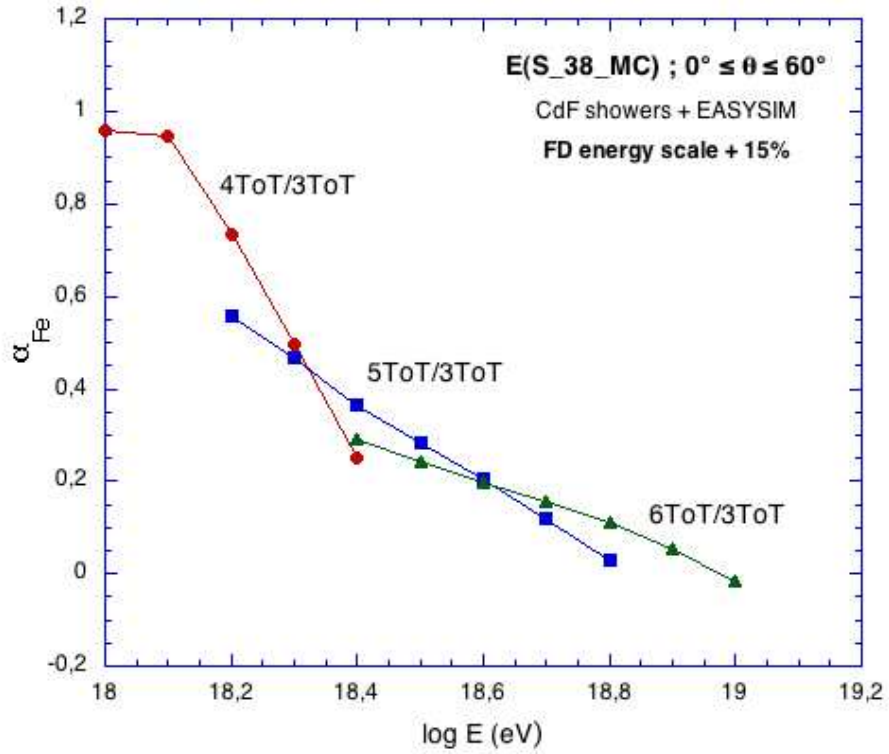


FIG. 4.22 – Évolution de la fraction de fer α_{Fe} avec l'énergie, calculée à partir des rapports $nToT/3ToT$ sur les données du SD. L'estimation de l'énergie est effectuée avec la méthode utilisant les courbes d'atténuation données par les simulations, avec un étalonnage sur l'énergie mesurée par la fluorescence, rehaussée de 15%.

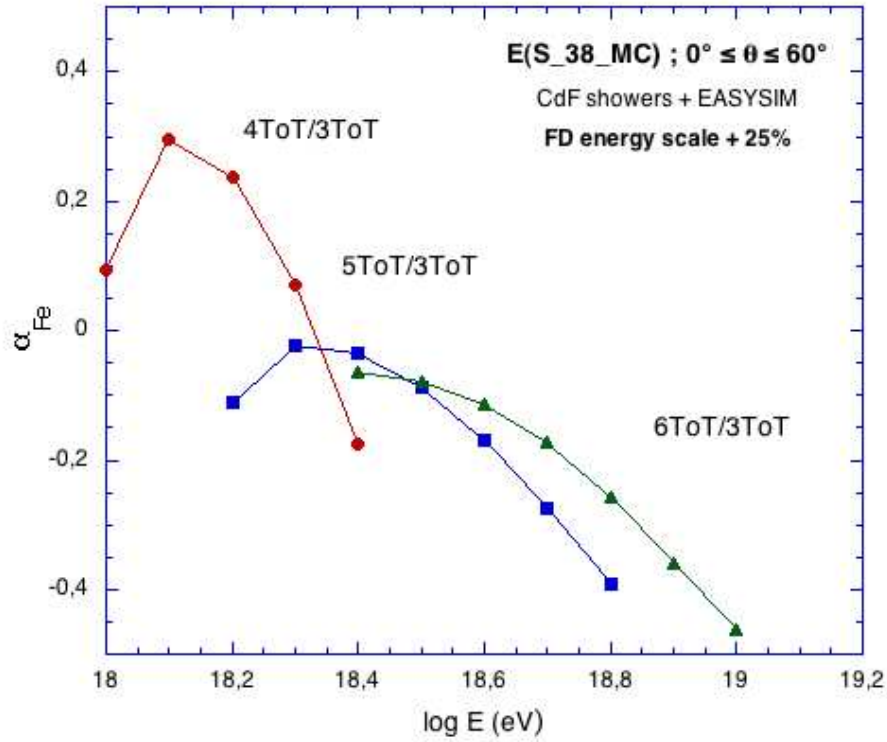


FIG. 4.23 – Évolution de la fraction de fer α_{Fe} avec l'énergie, calculée à partir des rapports $nToT/3ToT$ sur les données du SD. L'estimation de l'énergie est effectuée avec la méthode utilisant les courbes d'atténuation données par les simulations, avec un étalonnage sur l'énergie mesurée par la fluorescence, rehaussée de 25%.

Chapitre 5

Mesure du spectre en énergie des rayons cosmiques avec Auger

Résumé du chapitre :

La procédure de sélection et de reconstruction des événements du réseau de surface est présentée de manière détaillée. Les différentes méthodes pour estimer l'énergie des événements sont la source la plus importante d'incertitude pour la mesure du spectre d'énergie des rayons cosmiques. L'estimation de l'énergie avec les simulations semble souffrir d'erreurs systématiques dépendant de l'angle zénithal, principalement au-dessus de 45° . De plus, la valeur de l'énergie obtenue dépend d'une hypothèse de composition.

La méthode CIC+FD s'affranchit de ces problèmes en corrigeant la valeur du signal à 1000 mètres de manière à vérifier la propriété d'isotropie des directions d'arrivée des rayons cosmiques, et en utilisant l'énergie FD comme référence. Le paramètre $S_{38} = S_{1000}(\theta)/S_{1000}(38^\circ)$, qui représente le signal qui serait mesuré à 1000 m si la gerbe était tombée avec un angle $\theta = 38^\circ$, est l'observable du réseau de surface qui est corrélée à l'énergie mesurée par la fluorescence. Nous avons proposé une méthode similaire, qui utilise également l'énergie FD comme référence, dans laquelle le S_{38} est estimé grâce aux simulations numériques, dont les prédictions peuvent être considérées comme fiables, pour les angles inférieurs à 45° .

Les spectres d'énergie mesurés par l'Observatoire Pierre Auger avec ces différentes méthodes sont présentés.

5.1 Sélection et reconstruction des événements du réseau de surface

Lorsqu'une gerbe est détectée par le réseau de surface, c'est-à-dire qu'elle touche suffisamment de stations pour satisfaire aux critères du niveau de déclenchement T3 (cf chapitre 3), les données de toutes les stations ayant déclenché un T2 ou un T1 sont enregistrées et associées à un événement.

Avant d'estimer les caractéristiques de la gerbe (point d'impact, direction, énergie...), une procédure de sélection des stations est appliquée afin d'éliminer les stations qui ne doivent pas participer à l'événement pour diverses raisons que nous explicitons par la suite. Le critère T4 est également appliqué afin d'assurer que l'événement ne provient pas d'un déclenchement fortuit. Les événements ainsi sélectionnés sont ensuite reconstruits suivant une procédure qui est implémentée dans le CDAS, fournissant ainsi une reconstruction automatique. Il existe plusieurs méthodes pour reconstruire les événements du réseau de surface, nous présentons celle qui est utilisée dans le CDAS, dont nous ferons usage tout au long de cette étude.

La procédure de sélection et de reconstruction est la suivante :

Sélection des stations

Les stations qui vérifient au moins une des conditions suivantes sont éliminées de la sélection :

- ★ la station a été déclenchée par trigger externe : par exemple lors d'un tir laser dans l'atmosphère, un signal est envoyé dans l'électronique d'une cuve simultanément afin d'estimer le décalage temporel entre le trigger FD et le trigger SD. Le trigger externe peut aussi provenir des diodes laser installées dans les cuves pour les études de linéarité.
- ★ la station a un signal identifié comme provenant d'un éclair¹
- ★ la station est le compagnon d'un doublet de cuves²
- ★ la station a une altitude incorrecte (inférieure à 1000 mètres)

¹les éclairs produisent des signaux dans l'électronique des cuves et peuvent ainsi faire déclencher jusqu'à une trentaine de cuves simultanément sur le réseau. Les signaux provenant des éclairs sont caractérisés par de nombreuses oscillations autour de la ligne de base, et sont aisément identifiables.

²Le réseau de surface de l'OPA possède trois paires de stations qui sont déployées à 10 mètres l'une de l'autre. Ces "doublets" de stations permettent d'étudier les fluctuations du signal mesuré en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

Critère T4 : sélection des événements physiques

Le critère de niveau 4 est appliqué à l'événement, nous rappelons les deux conditions possibles :

- ★ l'événement contient trois stations voisines ayant passé le niveau de déclenchement T2 ToT. Les trois stations forment un triangle isocèle ou équilatéral. Dans ce cas, l'événement est étiqueté ToT.
- ★ l'événement contient quatre stations ayant passé le niveau de déclenchement T2 (indifféremment Threshold ou ToT) dans une configuration 4C1 (une station ayant trois plus proches voisines). Si le T3 provient du détecteur de fluorescence, l'événement doit contenir quatre stations en configuration 4C1. Dans ce cas, l'événement est étiqueté Threshold.

Recherche de la graine

Une *graine* est définie comme trois stations non alignées en configuration de triangle isocèle ou équilatéral. Cette graine permet d'effectuer une première estimation de la géométrie de la gerbe à partir de laquelle va découler la procédure de sélection des stations. Les trois temps de déclenchement des stations de la graine permettent par triangulation de calculer la direction ainsi que le temps d'arrivée du front de gerbe. Plusieurs méthodes sont possibles pour choisir la graine, la procédure officielle de la collaboration est de sélectionner la graine ayant le plus fort signal total (sommé sur les trois stations). Si l'événement satisfait aux conditions du T4, étiqueté ToT, seules les stations ToT sont utilisées pour le choix de la graine. Dans le cas où le T4 est étiqueté 4C1, les stations de la graine doivent appartenir à une configuration 4C1.

Élimination des stations incompatibles avec la graine

Pour chaque station, le décalage temporel δt entre le déclenchement de la station et l'arrivée du front de gerbe est calculé, le front de gerbe plan étant déterminé par la graine. La station est conservée si son δt est compris entre $[-1\mu s ; +2\mu s]$ et est étiquetée ambiguë si δt appartient à $[-2\mu s ; +4\mu s]$. En dehors de ces fenêtres, les stations sont considérées comme fortuites et ne sont pas utilisées dans la suite de l'analyse.

Elimination des stations isolées

Une station est considérée comme étant isolée si elle n'a aucune voisine à moins de 1800 mètres autour d'elle ou si elle n'a qu'une seule voisine dans un rayon de 5 km. Les stations isolées sont éliminées de l'analyse au même titre que les stations fortuites.

Vérification de l'événement

L'événement est de nouveau soumis aux critères du T4. Cette vérification est nécessaire afin d'éliminer des configurations de type 4C1 où l'une des quatre stations serait fortuite et éliminée par la procédure de sélection. Si l'événement passe le T4 une seconde fois, il est conservé comme étant un événement physique.

5.2 Reconstruction de l'événement

Nous décrivons la procédure standard de reconstruction des événements du réseau de surface qui est utilisée par une grande partie de la collaboration Auger et que nous avons choisi pour toutes nos analyses. Cette méthode permet de reconstruire avec une grande fiabilité les observables primaires de la gerbe (direction, cœur, et signal à 1000 m (S_{1000})) pour des énergies supérieures à 1 EeV. Cette procédure n'est pas définitive et figée, elle est au contraire susceptible d'être améliorée au fur et à mesure de l'évolution de notre compréhension du détecteur et de la physique des gerbes atmosphériques.

Les différentes étapes de la reconstruction sont les suivantes :

Estimation de la position du cœur

La position du cœur de la gerbe, (x_c, y_c, z_c) , est calculée comme étant située au barycentre des trois stations de la graine, avec un poids proportionnel à la racine carrée du signal de chaque station. Cette première estimation ne permet pas une grande résolution sur la position du cœur, (entre 100 et 200 mètres) mais sert de point de départ de la procédure.

Estimation de la direction d'arrivée

La première étape pour déterminer la direction d'arrivée de la gerbe, définie par l'angle zénithal θ et par l'angle azimuthal φ , consiste à trouver la direction de propagation du front

de gerbe ainsi que son temps d'arrivée au sol. Dans cette première étape, le front est assimilé à un plan se propageant le long de l'axe de développement de la gerbe à la vitesse de la lumière c . Les angles θ et φ , ainsi que le temps d'arrivée T_0 du cœur au sol définissant le plan sont déterminés à l'aide des temps de déclenchement t_i et des positions (x_i, y_i, z_i) des stations, en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\left(t_i - T_0 + (u x_i + v y_i + \sqrt{1 - u^2 - v^2} z_i)/c\right)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.1)$$

avec $u = \sin \theta \cos \phi$, $v = \sin \theta \sin \phi$, $z = \cos \theta$ et σ_i^2 est la variance associée à l'incertitude sur le temps de déclenchement t_i de la station. Pour cette première estimation, σ_i^2 est fixée à $\frac{\Delta t^2}{12}$, où $\Delta t = 25$ ns est la durée du pas d'échantillonnage des signaux. Cette valeur correspond à la variance d'une variable aléatoire tirée selon une loi uniforme sur $[0, \Delta t]$.

L'événement contenant au moins trois stations, cet ajustement à trois paramètres libres est toujours possible³. Ce premier ajustement permet d'obtenir une résolution d'environ 3.5° sur θ à basse énergie, et diminue quand l'énergie augmente pour atteindre les 1° pour 100 EeV. L'estimation de θ ainsi obtenue est entachée d'une erreur systématique de l'ordre du degré, introduite par l'approximation plane qui est faite sur la géométrie du front de gerbe. La détermination de φ est d'autant plus précise que θ est grand, la résolution est de l'ordre de 4° à basse énergie et meilleure que 2° au dessus de 50 EeV, avec une faible erreur systématique.

A la suite de cet ajustement, le signal à 1000 mètres (S_{1000}) est estimé par interpolation (logarithmique) des signaux des stations autour de 1000 m. Cette valeur sert de point de départ pour l'ajustement de la fonction latérale de distribution.

Ajustement de la LDF

Afin de déterminer le S_{1000} , qui est une observable qui permet d'estimer l'énergie de la gerbe, la fonction de distribution latérale (LDF) est ajustée sur les signaux des stations en fonction de la distance à l'axe. Les paramètres θ , φ , T_0 et z_c étant fixés et connus d'après les étapes précédentes, le signal à 1000 m, S_{1000} , ainsi que les coordonnées du cœur au sol, x_c et

³pour cela les trois stations ne doivent pas être alignées, ce qui est une condition requise par le T4.

y_c , sont déterminés par la minimisation du χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[S_i^{\text{th}}(S_{1000}, x_c, y_c) - S_i]^2}{S_i^{\text{th}}(S_{1000}, x_c, y_c)} \quad (5.2)$$

où $S_i^{\text{th}}(S_{1000}, x_c, y_c)$ est le signal théorique donné par la LDF et S_i le signal enregistré dans la station i située à une distance r_i de l'axe donnée par :

$$r_i^2 = (x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 + (z_i - z_c)^2 - \left(u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c) + \sqrt{1 - u^2 - v^2}(z_i - z_c) \right)^2 \quad (5.3)$$

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, plusieurs choix de LDF sont possibles, la collaboration Auger ayant développé ses propres fonctions. Nous utiliserons la formule dite "parabole log-log", qui s'écrit :

$$S^{\text{th}}(r) = S_{1000} \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^{\beta + \gamma \ln(\frac{r}{1000 \text{ m}})} \quad (5.4)$$

où les paramètres β et γ dépendent de la nature, de l'angle zénithal et de l'énergie de la particule primaire. La dépendance angulaire de ces coefficients est paramétrisée à l'aide d'un polynôme en $1/\cos\theta$, obtenu en simulation pour les basses énergies. Pour les événements contenant trois stations, les valeurs de β et γ sont fixées à ces valeurs initiales, si l'événement contient quatre stations ou plus, les paramètres β et γ sont laissés libres dans l'ajustement. En toute rigueur, une hypothèse sur la nature de la particule primaire est nécessaire pour déterminer les valeurs de β et γ , cependant les différences entre proton et noyaux de fer sont du même ordre que l'incertitude due aux modèles hadroniques et à la simulation de détecteur. Concrètement, nous utilisons les paramètres correspondant aux protons pour la reconstruction.

Pour les événements possédant seulement trois stations, un deuxième ajustement plan du front de gerbe est effectué avec les nouvelles valeurs de la position du cœur, puis un deuxième et dernier ajustement de la LDF est effectué afin d'obtenir une meilleure estimation du S_{1000} .

Pour les événements composés de plus de trois stations, il est possible d'estimer la courbure du front de gerbe, et ainsi obtenir une reconstruction plus précise.

Ajustement du front de gerbe courbe

La modélisation du front de gerbe par un plan est une bonne approximation, mais elle conduit à une erreur systématique sur la direction. Les particules ayant un grand moment transverse se propagent en s'éloignant de l'axe de la gerbe, et sont donc en retard par rapport au front plan qui se propage le long de l'axe. Il est donc possible de modéliser dans un premier temps le front de gerbe comme sphérique de rayon R constant. Sa détermination s'effectue en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\left(t_i - T_0 + (u x_i + v y_i + \sqrt{1 - u^2 - v^2} z_i - \frac{r_i^2}{2R})/c \right)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.5)$$

où r_i est la distance à l'axe de la station i , dont l'expression est donnée par l'équation (5.3).

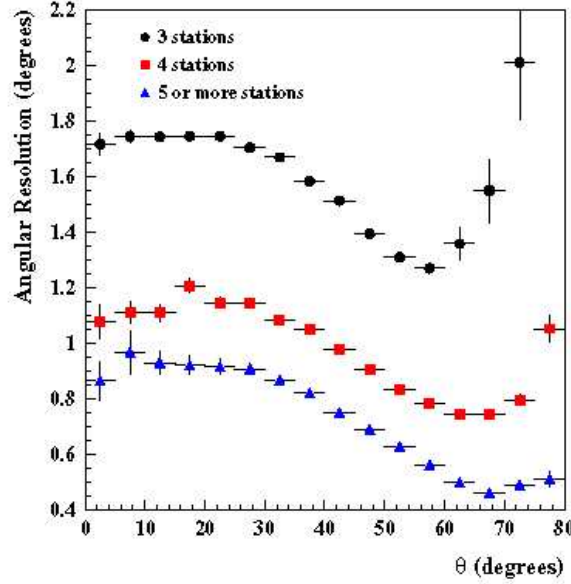


FIG. 5.1 – Résolution angulaire de la reconstruction SD en fonction de l'angle zénithal θ pour différentes multiplicités de stations dans les événements. Les cercles noirs correspondent aux événements à 3 stations ($E < 4$ EeV), les carrés rouges représentent les événements à quatre stations (≈ 4 EeV $< E < 10$ EeV) et les triangles bleus les événements contenant 5 stations ou plus ($E > 10$ EeV). D'après [55].

A cette étape de la procédure, la géométrie de la gerbe est suffisamment bien connue pour utiliser un modèle de fluctuations sur le temps de déclenchement déterminé en étudiant la

réponse des doublets de stations [55]. La variance σ_i^2 utilisée dans l'ajustement est donnée par :

$$\sigma_i^2 = (0.4 + 1.2 \cos \theta) \times \left[\left(\frac{1.2 T_{50}}{S_i^{\text{VEM}}} \right)^2 + 600 \text{ns}^2 \right] \quad (5.6)$$

où T_{50} est l'intervalle de temps nécessaire pour que le signal intégré atteigne 50% de sa valeur, et S_i^{VEM} est la valeur en VEM du signal mesuré dans la station i . Cette paramétrisation permet de rendre compte de l'augmentation de l'épaisseur du front de gerbe lorsque l'on s'éloigne de l'axe de la gerbe.

Cet ajustement améliore la résolution angulaire, comme le montre la figure 5.1, qui est comprise entre 1.1 et 0.8° pour les événements ayant quatre stations avec $\theta < 60^\circ$, ce qui correspond globalement à des énergies de gerbe comprises entre 3 et 10 EeV. Comme on peut s'y attendre, lorsque le nombre de stations augmente, la reconstruction angulaire est d'autant plus précise.

Rayon de courbure variable La dernière étape de la reconstruction géométrique est l'ajustement sur les données d'un front de gerbe dont le rayon de courbure est variable. Au cours de la propagation de la gerbe, celle-ci s'étend latéralement, et donc suivant son stade de développement, le front de la gerbe ne présente pas le même rayon de courbure. La figure 5.2, illustre les notations utilisées pour l'expression du rayon de courbure du front :

$$R(x_i, y_i, z_i) = R_0 - \vec{r}_i \cdot \vec{d}_{u,v,w} = R_0 - (x_i - x_c)u - (y_i - y_c)v - (z_i - z_c)\sqrt{1 - u^2 - v^2} \quad (5.7)$$

avec z_c fixé à l'altitude donnée par l'estimation du barycentre.

Le χ^2 à minimiser s'écrit alors :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\left(t_i - T_0 + (u x_i + v y_i + \sqrt{1 - u^2 - v^2} z_i - \frac{r_i^2}{2R(x_i, y_i, z_i, u, v)})/c \right)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.8)$$

Ce nouvel ajustement n'améliore que très peu la résolution angulaire, mais il permet de réduire l'erreur systématique sur θ à quelques 0.3° seulement.

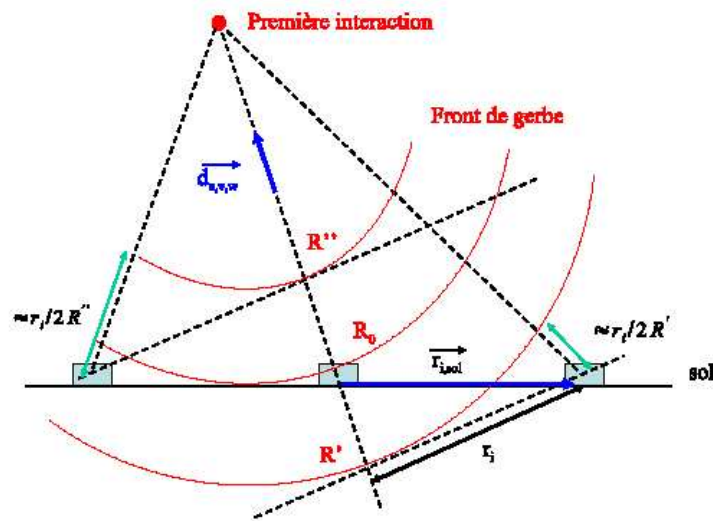


FIG. 5.2 – Schéma illustrant l'évolution du rayon de courbure du front de gerbe au cours de la propagation. D'après [3].

Nouvel ajustement de la LDF

L'ajustement de la LDF est effectué une deuxième fois avec la même fonction, afin de prendre en compte la nouvelle estimation de la géométrie calculée dans l'étape précédente. Cette dernière étape permet d'obtenir une meilleure résolution sur la position du cœur ($\approx 40\text{m}$) avec une faible erreur systématique.

5.3 Estimation de l'énergie

Contrairement au détecteur de fluorescence qui mesure l'énergie de la gerbe de manière calorimétrique, l'estimation de l'énergie avec le réseau de surface s'effectue de manière indirecte par l'intermédiaire du S_{1000} . Il faut donc trouver la relation correcte entre l'énergie de la gerbe, le signal à 1000 mètres et l'angle zénithal θ , sur toute la gamme d'énergie mesurée par l'OPA. De la validité de cette relation $E(S_{1000}, \theta)$, dépend directement celle du spectre d'énergie qui est construit à partir des données du SD. Au-dessus de l'énergie de la saturation de l'acceptance, la détermination correcte de l'énergie est la source la plus importante d'incertitude sur le spectre.

Plusieurs méthodes ont été mises au point au sein de la collaboration Auger, afin de résoudre le problème d'estimation de l'énergie avec le SD. La première méthode qui vient directement à

l'esprit est d'utiliser les simulations pour déterminer la relation $E(S_{1000}, \theta)$. Cependant, cette technique introduit une hypothèse sur la composition du rayonnement cosmique, et pourrait également souffrir d'erreurs systématiques dépendant trop fortement de l'angle zénithal, mettant en doute la validité de cette procédure.

En réaction à ces constatations, la méthode dite du "Constant Intensity Cut", ou *CIC*, a été proposée : la propriété d'isotropie des directions d'arrivées des rayons cosmiques est utilisée pour déterminer une relation S_{1000} - E qui soit pratiquement indépendante des Monte-Carlo. Nous verrons que cette méthode possède également des inconvénients, et nous présenterons les alternatives qui ont été explorées au cours du travail de thèse.

5.3.1 Détermination de l'énergie avec les Monte Carlo

L'énergie de la gerbe peut être estimée à partir de la valeur du S_{1000} et de l'angle zénithal θ , à l'aide des simulations. Le principe est très simple : après avoir simulé un lot de gerbes d'énergies, de θ et de primaires (fer ou proton typiquement) différents, on calcule le S_{1000} moyen à l'aide du même programme de reconstruction qui est appliqué aux données. La paramétrisation de la relation $E(S_{1000}, \theta)$ s'effectue de manière empirique, en déterminant une fonction qui s'ajuste le mieux possible aux résultats de la simulation.

J'ai donc simulé un lot de gerbes avec Corsika et EasySim, pour des noyaux de fer et des protons dont les énergies s'échelonnent entre $10^{17.6}$ et $10^{20.4}$ eV.

En traçant en échelle logarithmique la fonction $S_{1000}(E)$ à θ fixé, on constate que l'évolution de S_{1000} avec E est proche d'une loi de puissance, avec une légère évolution de la pente logarithmique. Les résultats des simulations peuvent être ajustés par une fonction de la forme :

$$\ln S_{1000} = \alpha(\theta) + \beta(\theta) \ln E + \gamma(\theta)(\ln E)^2 \quad (5.9)$$

équivalente à une relation entre E et S_{1000} de la forme :

$$E = \exp \left(\frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma(\alpha - \ln S_{1000})}}{2\gamma} \right) \quad (5.10)$$

pour laquelle les coefficients α , β et γ sont laissés libres, et dépendent de l'angle zénithal et du type de primaire.

La dépendance en θ des coefficients obtenue est la suivante : pour les protons :

$$\alpha(\theta) = 4.69 - 17.6 \cos(\theta) + 26.7 \cos^2(\theta) - 12.16 \cos^3(\theta) \quad (5.11)$$

$$\beta(\theta) = -2.14 - 10.1 \cos(\theta) + 10.9 \cos^2(\theta) + 3.9 \cos^3(\theta) \quad (5.12)$$

$$\gamma(\theta) = 0.29 - 0.75 \cos(\theta) + 0.56 \cos^2(\theta) - 0.1 \cos^3(\theta) \quad (5.13)$$

et pour les noyaux de fer :

$$\alpha(\theta) = 6.01 - 22.1 \cos(\theta) + 32.1 \cos^2(\theta) - 14.1 \cos^3(\theta) \quad (5.14)$$

$$\beta(\theta) = -0.02 + 2.23 \cos(\theta) - 1.2 \cos^2(\theta) \quad (5.15)$$

$$\gamma(\theta) = 0.11 - 0.24 \cos(\theta) + 0.11 \cos^2(\theta) \quad (5.16)$$

Cette relation permet de reconstruire l'énergie des gerbes simulées avec une dispersion meilleure que 12 % au-dessus de 10^{19} eV avec une erreur systématique de 5%, entre 20 et 30% de dispersion entre 10^{18} et 10^{19} eV, avec une systématique de l'ordre de 8 %. Bien entendu, ces valeurs n'indiquent pas l'erreur qui est commise avec cette méthode sur la reconstruction des vrais événements.

La figure 5.3 illustre la comparaison entre le S_{1000} moyen obtenu à partir de l'ajustement de la LDF et à partir du signal directement mesuré à 1000 mètres. Pour obtenir le S_{1000} directement mesuré, j'ai simulé les mêmes gerbes dans une configuration du réseau dite "en étoile" (cf chapitre 4), pour laquelle 12 stations sont présentes par intervalle de 50 m dans le référentiel de la gerbe. Le signal à 1000 m est ainsi calculé en moyennant les 12 signaux des stations à cette distance. De plus, disposant de 10 gerbes différentes par énergie et par θ , le S_{1000} est en réalité moyenné sur 120 valeurs.

Pour les basses énergies, jusqu'à quelques EeV, le signal moyen obtenu par l'ajustement de la LDF est systématiquement supérieur à celui obtenu avec le réseau en étoile. Cet effet provient du fait que la reconstruction impose à l'événement le critère T4, alors que dans le cas du réseau en étoile, aucun critère n'est appliqué, le signal est simplement mesuré à 1000 m. Les événements à basse énergie ont donc en moyenne un S_{1000} plus élevé que le signal prédit par le réseau en étoile, car seuls les signaux supérieurs au seuil de déclenchement sont comptabilisés. La pente logarithmique est également légèrement différente entre le S_{1000} ajusté et le S_{1000}

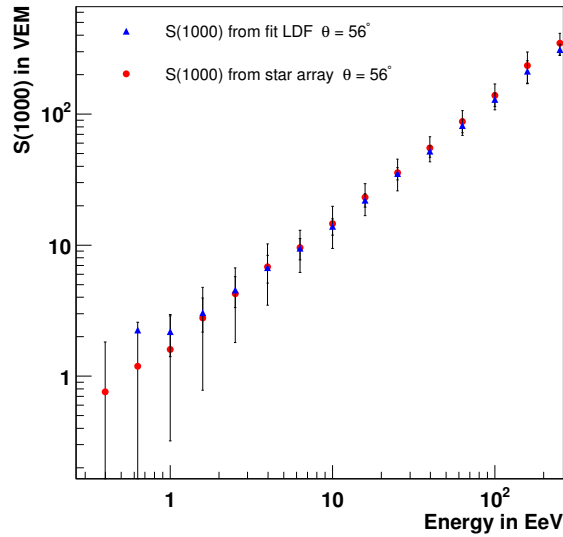


FIG. 5.3 – Evolution du signal à 1000 mètres en fonction de l'énergie, obtenu avec l'ajustement de la LDF (triangles bleus) ou avec le réseau en étoile (disques rouges). Les résultats correspondent à des gerbes de protons simulés par Corsika et EasySim, pour un angle zénithal de 56° .

provenant du réseau en étoile.

Afin de déterminer la relation $S_{1000} - E$ qui sera appliquée aux données, il convient d'utiliser la relation issue de la même chaîne d'analyse, comprenant le même modèle de LDF, c'est-à-dire dans notre cas la parabole log-log.

Inconvénients de la méthode basée sur les Monte Carlo L'estimation de l'énergie à partir du S_{1000} mesuré par le réseau de surface par l'intermédiaire des simulations présente l'inconvénient d'être justement dépendante de ces simulations. Les relations $S_{1000} - E$ obtenues avec d'autres programmes de simulations du détecteur et des gerbes atmosphériques conduisent à des estimations de l'énergie notablement différentes. Les incertitudes sur le modèle hadronique utilisé dans la simulation des gerbes introduisent une erreur systématique sur la valeur du S_{1000} à une énergie donnée, principalement pour les grands angles zénithaux (au-delà de $45-50^\circ$) par le biais d'une proportion de muons prédite différente d'un modèle à un autre.

D'autre part, l'estimation de l'énergie est conditionnée par le choix de l'hypothèse faite sur la composition du rayonnement cosmique. À titre d'exemple, avec les simulations utilisées dans cette étude, une gerbe de proton d'énergie inférieure à 10 EeV est reconstruite à une

énergie systématiquement plus élevée de 15% en moyenne si l'on utilise la relation $S_{1000} - E$ correspondant au fer. Au-dessus de 10 EeV, le flux de rayons cosmiques doit cependant être dominé par les protons, et cela même si l'on suppose une composition mixte (protons + noyaux) *à la source*, les noyaux étant dissociés au cours de leur propagation. Pour les énergies de l'ordre de l'EeV, typiquement dans la zone de variation de l'acceptance qui correspond globalement à la position de la "cheville" dans le spectre, on s'attend à observer une évolution de la composition des RCs. L'hypothèse de composition nécessaire pour l'estimation de l'énergie avec les Monte Carlo doit donc être prise en compte dans l'analyse des données de cette gamme d'énergie.

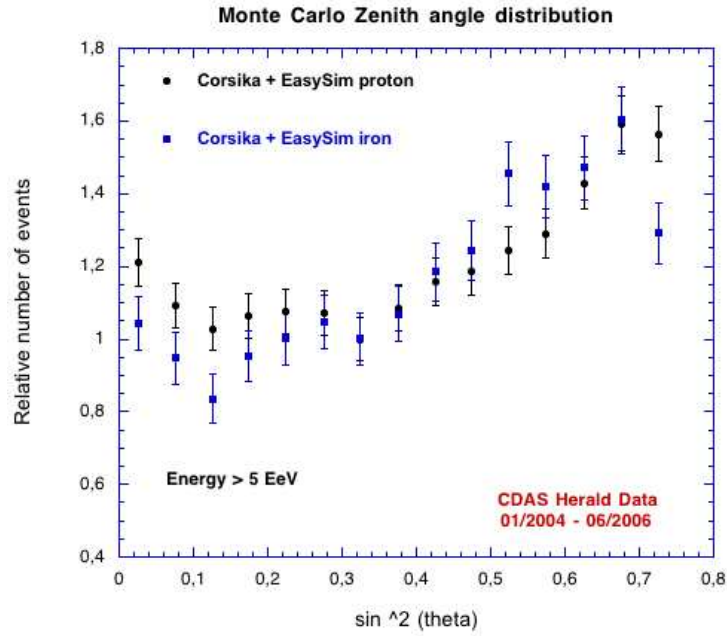


FIG. 5.4 – Histogramme du nombre d'événements dont l'énergie est supérieure à 5 EeV, par intervalle de $\sin^2 \theta$. L'énergie est estimée à partir de la relation $E(S_{1000})$ issue des simulations, pour des noyaux de fer (carrés bleus) et pour des protons (disques noirs). Cette distribution est calculée à partir des données du SD prises entre le premier janvier 2004 et le premier juin 2006.

La figure 5.4 représente l'histogramme du nombre d'événements dont l'énergie est supérieure à 5 EeV, par intervalle de $\sin^2 \theta$, calculé à partir des données du SD. L'estimation de l'énergie est effectuée à l'aide de la relation (5.10), dans l'hypothèse proton ou fer. Les deux distributions obtenues ne sont pas compatibles avec une fonction constante, et présentent une variation de l'ordre de 40-50% entre la valeur aux grands et aux petits angles zénithaux. En

supposant que le flux de rayons cosmiques est isotrope⁴, le nombre d'événements détectés dans l'angle solide $d\Omega$ autour de θ , par unité de surface perpendiculaire au détecteur s'écrit $\frac{dN}{(dS \cos \theta) d\Omega} \propto \Phi_0$, où Φ_0 est une constante. En écrivant l'élément d'angle solide $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ et en sommant sur φ , on obtient la relation $\frac{dN}{dS \cos \theta \sin \theta d\theta} \propto \frac{dN}{dS d(\sin^2 \theta)} \propto \Phi_0$. On s'attend donc à ce que la distribution angulaire des événements en $\sin^2 \theta$ soit plate, au-dessus de l'énergie de saturation de l'acceptance.

Cette propriété n'est rigoureusement vraie que si l'estimateur de l'énergie, en l'occurrence le S_{1000} , fluctue autour de sa valeur attendue de manière identique pour tous les angles. Suivant l'amplitude et l'évolution avec θ des fluctuations du S_{1000} , la distribution en $\sin^2 \theta$ peut être significativement différente d'une fonction constante [65]. Compte tenu des fluctuations du signal à 1000 m qui ont été mesurées sur les données du SD, la distribution en $\sin^2 \theta$ attendue pourrait avoir une intensité plus grande d'environ 20 % pour les θ proches de 60° (cf [66]).

Cependant, comme le montre la figure 5.4, les distributions obtenues avec l'estimation de l'énergie issue des simulations présentent plutôt un écart de 40-50 % entre l'intensité à grand et à petit θ . Ce comportement peut provenir de la combinaison de plusieurs facteurs, comme notamment une dépendance avec l'angle zénithal de la résolution et de l'erreur systématique sur l'énergie. La reconstruction des gerbes simulées montre que la résolution et le biais en énergie dépendent de façon importante de l'angle zénithal, ainsi que de l'énergie de la gerbe, avec des variations de plus de 50 %.

Pour une énergie donnée, l'atténuation du S_{1000} avec l'angle zénithal prédite par les simulations est peut être également trop forte. Nous étudierons ce point après avoir décrit la méthode du Constant Intensity Cut.

5.3.2 La méthode du CIC + FD

Afin de s'affranchir des problèmes inhérents à la méthode d'estimation de l'énergie avec les simulations, la méthode du Constant Intensity Cut utilise la propriété d'isotropie des rayons cosmiques pour estimer, à une énergie de référence, la dépendance angulaire du S_{1000} . Dans un deuxième temps, les données hybrides, mesurées à la fois par le SD et le FD, sont utilisées pour

⁴nous verrons au chapitre 8 que même si l'on suppose que la distribution angulaire des RCs est modulée par un dipôle de 50% d'amplitude, la distribution des angles zénithaux observés entre 0 et 60° est très peu affectée. L'hypothèse d'un flux isotrope est donc tout à fait raisonnable dans le cas que nous considérons.

étalonner la relation $S_{1000} - E$ et ainsi obtenir une estimation de l'énergie peu dépendante des simulations.

Le principe de la méthode est le suivant : à une énergie fixée, on suppose que l'évolution du S_{1000} en fonction de l'angle zénithal est identique à toutes les énergies. Pour déterminer cette évolution, la méthode CIC utilise le fait que le flux des rayons cosmiques est isotrope, et donc que la distribution des événements en $\sin^2 \theta$ est supposée être plate, pour une énergie supérieure à l'énergie de saturation de l'acceptance ($\sim 3 - 4$ EeV).

Formellement, la relation entre le S_{1000} et l'énergie est donc supposée être factorisable en une fonction de l'angle zénithal et une fonction de l'énergie :

$$S_{1000}(E, \theta) = f(\theta) \times g(E). \quad (5.17)$$

La fonction $f(\theta)$, appelée courbe d'atténuation, indique l'évolution de la valeur du S_{1000} avec l'angle zénithal, pour une énergie fixée. L'hypothèse de factorisation suppose que cette courbe reste identique à toutes les énergies. Nous verrons par la suite quel degré de confiance accorder à cette hypothèse. Étant définie à une constante près, la fonction $f(\theta)$ est par convention normalisée à sa valeur au milieu de l'intervalle $[0, 0.75]$ en $\sin^2 \theta$, qui correspond à $\theta \simeq 38^\circ$:

$$f(\theta) = \frac{S_{1000}(\theta)}{S_{1000}(38^\circ)}. \quad (5.18)$$

La fonction $g(E)$ est choisie de manière empirique comme étant de la forme $g(E) = K E^\alpha$, où K et α sont des constantes, avec α voisin de l'unité. Ainsi la quantité $S_{1000}(E, \theta)/f(\theta) = g(E)$ dépend uniquement de l'énergie. En utilisant la valeur de l'énergie mesurée par la fluorescence comme estimateur de la vraie énergie, la fonction $g(E)$ peut être déterminée par ajustement sur les données hybrides.

En choisissant une valeur de référence $S_{1000}(38^\circ)$ pour le S_{1000} à 38° , on détermine pour chaque intervalle de $\sin^2 \theta$ quelle doit être la valeur du S_{1000} pour que le nombre d'événements au-dessus de cette valeur soit le même que l'intervalle de référence centré autour de $\theta \simeq 38^\circ$.

Calcul des courbes d'atténuation suivant le CIC

Afin de déterminer le plus précisément possible les courbes d'atténuation suivant le principe de la méthode CIC, j'ai développé une procédure simple qui permet d'obtenir la fonction $f(\theta)$

à partir des données, avec une estimation des erreurs sur les mesures.

Le principe de la méthode est le suivant :

Construction des fonctions cumulatives : À partir des données du réseau de surface, les différents angles zénithaux $\theta \in [0^\circ, 60^\circ]$ sont séparés en 15 intervalles de $\sin^2 \theta$ entre 0 et 0.75. Pour chaque intervalle de $\sin^2 \theta$, on calcule la fonction cumulative $\Sigma_\theta(S)$, qui correspond au nombre d'événements ayant un S_{1000} supérieur à une certaine valeur S . Par hypothèse, il faut se placer à une énergie suffisamment grande pour que la probabilité de détection des gerbes soit indépendante de l'angle zénithal (acceptance saturée). En ne considérant que les événements ayant un S_{1000} supérieur à $S_{1000}^{\text{cut}} = 20 \text{ VEM}$, on s'assure que l'acceptance est saturée à tous les angles. Le choix de cette valeur est guidé par les simulations, qui comme nous le verrons par la suite, permettent elles aussi de calculer des courbes d'atténuation.

On choisit comme référence l'angle $\theta \simeq 38^\circ$, correspondant au milieu de l'intervalle en $\sin^2 \theta$, et le signal $S_{1000}^{\text{cut}} = 20 \text{ VEM}$. La fonction $f(\theta)$ s'obtient donc en déterminant pour chaque intervalle de $\sin^2 \theta$ la valeur de S_θ telle que $\Sigma_\theta(S_\theta) = \Sigma_{38^\circ}(S_{1000}^{\text{cut}})$.

Paramétrisation des fonctions Σ : Afin de déterminer précisément la valeur S_θ pour chaque intervalle de $\sin^2 \theta$, j'ai ajusté une fonction de la forme $\sigma(S) = AS^B$, possédant deux paramètres libres A et B , sur les fonctions cumulatives $\Sigma_\theta(S)$. Les erreurs sur les paramètres δA et δB données par l'ajustement permettront d'évaluer l'erreur sur la courbe d'atténuation.

La figure 5.5 représente les fonctions cumulatives obtenues à partir des données prises entre le 1^{er} Janvier 2004 et le 1^{er} Juin 2006, pour différents intervalles de $\sin^2 \theta$. Le comportement en loi de puissance des fonctions $\Sigma_\theta(S)$ se remarque très clairement sur la figure et traduit simplement le fait que le spectre des rayons cosmiques est proche d'une loi de puissance dans cette gamme d'énergie. L'ajustement des fonctions cumulatives par une loi de puissance est excellent, jusqu'à une valeur de 40 – 50 VEM, correspondant à une énergie entre 8 – 10 EeV, à partir de laquelle le manque de statistique ne permet plus de calculer les fonctions cumulatives avec précision.

Considérons un angle zénithal θ donné, et supposons que le nombre d'événements ayant l'énergie E , à dE près est de la forme : $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$ et que la relation entre le S_{1000} et l'énergie est de la forme : $E \propto (S_{1000})^{1/\alpha}$, ce qui est l'hypothèse de base de la méthode CIC. Alors le

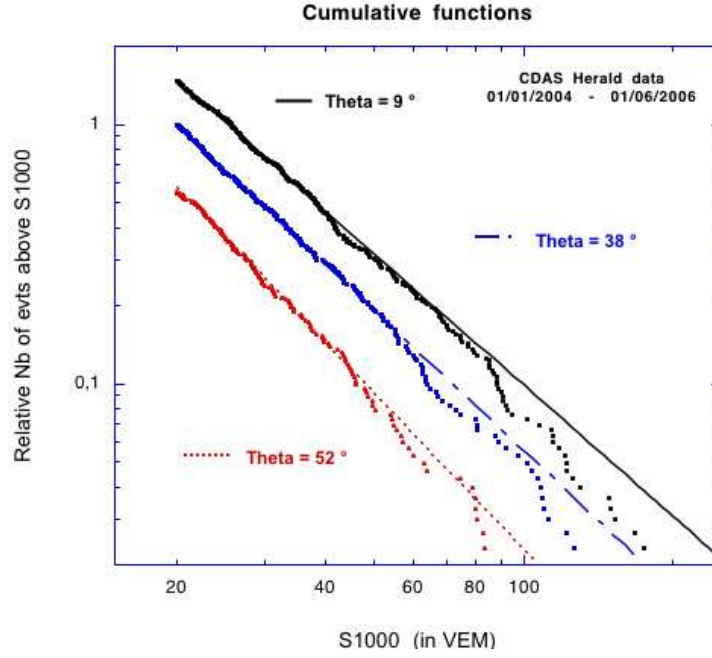


FIG. 5.5 – Fonctions cumulatives $\Sigma_{\theta}(S_{1000})$ pour différents intervalles de $\sin^2 \theta$, donnant le nombre d'événements au-dessus de S_{1000} . Les fonctions sont normalisées à la valeur de référence : $\Sigma_{38^\circ}(20 \text{ VEM})$. Le comportement en loi de puissance des fonctions cumulative est clairement visible.

nombre d'événements ayant S_{1000} à dS_{1000} près est de la forme :

$$\frac{dN}{dS_{1000}} \propto \frac{dN}{dE} \frac{dE}{dS_{1000}} \propto (S_{1000})^{\left[\frac{(1-\gamma)}{\alpha}-1\right]}.$$

Le nombre d'événements dont le signal à 1000 mètres est supérieur ou égal à S s'écrit donc :

$$N(\geq S) \propto \int_S^\infty \frac{dN}{dS_{1000}} dS_{1000} \propto S^{\frac{(1-\gamma)}{\alpha}}. \quad (5.19)$$

Expérimentalement, les valeurs de l'indice B de la loi de puissance ajustée sur les fonctions cumulatives sont comprises entre -1.7 et -2.0 , avec en moyenne $B \simeq -1.8$. En prenant des valeurs de α comprises entre 0.9 et $1.$, correspondant à différentes estimations de la relation S_{1000} - E , on obtient en remplaçant dans l'équation 5.19 la pente logarithmique γ du spectre d'énergie : $\gamma = 1 - B\alpha \in [-2.7, -3.2]$, ce qui semble tout à fait compatible avec les mesures du spectre d'énergie au-delà de 5 EeV . Cette estimation à l'aide d'un calcul très simple d'ordre de grandeur permet d'appuyer le choix d'ajuster les fonctions cumulatives avec une loi de

puissance.

Calcul de la courbe d'atténuation : Après avoir paramétré la fonction cumulative de chaque intervalle de $\sin^2 \theta$ à travers les coefficients $A(\theta)$ et $B(\theta)$, le calcul de la valeur de S_θ telle que $\Sigma_\theta(S_\theta) = \Sigma_{38^\circ}(S_{1000}^{\text{cut}})$ est donné simplement par :

$$S_\theta = \left[\frac{\Sigma_{38^\circ}(S_{1000}^{\text{cut}})}{A(\theta)} \right]^{1/B(\theta)} \quad (5.20)$$

L'estimation de l'erreur sur chaque S_θ est effectuée à partir des incertitudes sur les paramètres $A(\theta)$ et $B(\theta)$ données par l'ajustement des fonctions cumulatives. Cette méthode permet ainsi d'estimer avec une grande précision les courbes d'atténuation selon le principe de la méthode CIC, et d'évaluer quantitativement les incertitudes sur le coefficient d'atténuation.

La figure 5.6 illustre les courbes d'atténuation obtenues à l'aide de cette méthode pour différentes valeurs du S_{1000} de référence. La fonction $f(\theta)$ est très bien ajustée par une fonction exponentielle du type :

$$f(\theta) = \exp \left[-\eta \left(\frac{1}{\cos \theta} - \frac{1}{\cos(38^\circ)} \right) \right] \quad (5.21)$$

où le seul paramètre libre est le coefficient d'atténuation η (voir encadré).

La valeur $\eta = 0.85 \pm 0.03$ semble être compatible avec les données pour les S_{1000} supérieurs à 20 VEM, correspondant à une énergie ~ 4 EeV. Comme on peut le constater sur la figure 5.6, les valeurs inférieures à 20 VEM conduisent à une valeur significativement plus faible du coefficient d'atténuation car l'acceptance n'est plus saturée. La probabilité de détection dépend alors de θ : la figure 4.9 dans le chapitre 4 montre que lorsque l'on descend en-dessous de l'énergie de saturation, les gerbes verticales et très inclinées sont les premières à ne plus déclencher à coup sûr le réseau. Ces angles zénithaux sont sous-représentés dans la distribution en $\sin^2 \theta$ et donc la courbe d'atténuation calculée à partir de cette distribution est plus faible à petit et grand θ . L'ajustement de la fonction d'atténuation conduit naturellement à une valeur de η plus faible, qui n'a pas de sens physique.

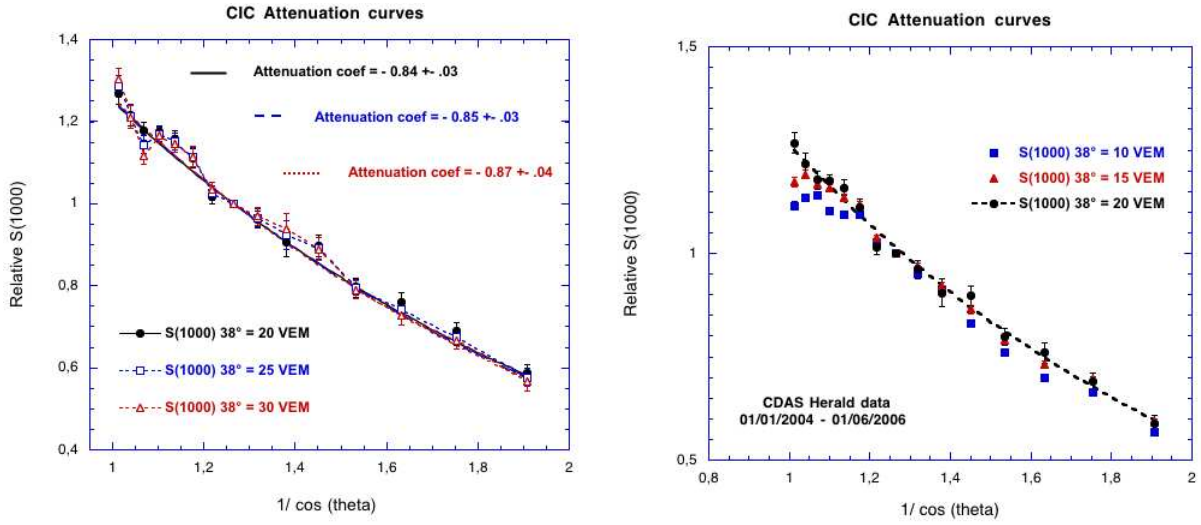


FIG. 5.6 – Courbes d'atténuation obtenues par la méthode du Constant Intensity Cut pour des valeurs du S_{1000} de référence égale à 20, 25 et 30 VEM, à gauche et 10, 15 et 20 VEM à droite. Le signal à 1000 m rapporté à sa valeur en $\theta = 38^\circ$ est tracé en fonction de $1/\cos(\theta)$. Un ajustement avec la fonction exponentielle (5.21) est indiqué. La valeur du coefficient d'atténuation est de l'ordre de 0.85 ± 0.03 , et ne semble pas évoluer entre 20 et 30 VEM. En-dessous de 20 VEM, le coefficient d'atténuation est significativement plus faible (pente de la courbe plus faible), signe que la probabilité de détection n'est plus indépendante de l'angle.

Coefficient d'atténuation

On peut comprendre pourquoi une fonction exponentielle s'ajuste bien à la courbe d'atténuation en considérant les arguments suivants : l'évolution du profil longitudinal de la gerbe est bien décrite par la fonction de Gaisser-Hillas, dont nous rappelons l'expression :

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_{\text{int}}}{X_{\max} - X_{\text{int}}} \right)^{\frac{X_{\max} - X_{\text{int}}}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (5.22)$$

où X_{int} est la profondeur du point de première interaction de la particule primaire, λ est la longueur d'atténuation, dont la valeur est de l'ordre de 70 g.cm^{-2} dans des conditions atmosphériques standard. Une gerbe se propageant avec un angle zénithal θ aura traversé une épaisseur d'atmosphère $X_{\text{ground}}/\cos \theta$ avec $X_{\text{ground}} \simeq 875 \text{ g.cm}^{-2}$, et par conséquent pour $X_{\text{ground}} - X_{\max} \gg \lambda$, sa composante électromagnétique sera atténuée d'un facteur $\sim \exp \left(-\frac{X_{\max} - X_{\text{ground}}/\cos \theta}{\lambda} \right)$ par rapport à son maximum de développement en $X_{\max}$. Ayant fait l'hypothèse que le signal à 1000 mètres se factorise en une fonction de l'angle zénithal et une fonction de l'énergie (cf. equation (5.21)), la quantité $f(\theta)$ peut être paramétrisée empiriquement pour une énergie fixée :

$$f(\theta) = \frac{S_{1000}(\theta)}{K E^\alpha} \propto \exp \left(-\frac{X_{\text{ground}}}{\Lambda \cos \theta} \right) \quad (5.23)$$

où la quantité Λ désigne la longueur d'atténuation pour le signal S_{1000} . En se rapportant à l'angle zénithal de référence ($\theta = 38^\circ$), on obtient bien la fonction $f(\theta)$ définie en 5.21 avec la relation $\eta = X_{\text{ground}}/\Lambda$.

Corrélation avec l'énergie FD

La dernière étape de la méthode CIC consiste à utiliser l'énergie mesurée par la fluorescence comme référence pour déterminer les coefficients K et α , afin d'étalonner la relation S_{1000} - E . La quantité qui est corrélée à l'énergie FD est le $S_{38} = S_{1000}(\theta)/f(\theta)$, qui est le signal à 1000 mètres qu'aurait la gerbe si elle possédait un angle zénithal de 38° , où $f(\theta)$ est la fonction d'atténuation que nous avons déterminé précédemment. Par hypothèse, le S_{38} est une fonction uniquement de l'énergie, et donc l'ajustement de la fonction $g(E)$ sur les données permet de déterminer la relation S_{1000} - E pour les énergies supérieures à la saturation.

Le lot de données que j'ai utilisé pour cette étude correspond à la période du 06/02/2004 au 06/05/2006, et contient près de 2.10^5 événements hybrides. La reconstruction géométrique utilise les informations des deux détecteurs à la fois et permet d'obtenir une incertitude de 50 mètres sur la position du cœur et de 0.5° sur l'orientation de l'axe. L'énergie est mesurée par le détecteur de fluorescence en intégrant le profil longitudinal observé.

Bien que le S_{1000} soit mieux déterminé à l'aide de la reconstruction géométrique hybride, le signal à 1000 mètres est obtenu à partir des données des stations uniquement. En effet, il faut étalonner le S_{1000} que mesure le réseau de surface seul, afin de pouvoir utiliser cette relation pour toutes les données mesurées par le SD.

Il est nécessaire d'appliquer aux événements hybrides un ensemble de critères de bonne reconstruction et de sélection, de façon similaire à l'analyse des données du SD. Les critères imposés sont les suivants :

- ★ l'énergie FD doit être supérieure à 0.3 EeV et l'angle zénithal inférieur à 60°
- ★ le $X_{\max}$ doit se trouver dans le champ de vue des télescopes : dans le cas contraire l'ajustement du profil longitudinal est très peu contraint et conduit à une estimation de l'énergie trop incertaine.
- ★ la longueur du profil longitudinal observé doit être suffisamment grande : il faut une différence $X_f - X_i > 300 \text{ g.cm}^{-2}$ entre la profondeur atmosphérique maximale X_f et minimale X_i observée par les télescopes.
- ★ le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement du profil longitudinal doit être inférieur à 10
- ★ la fraction de lumière Tcherenkov ne doit pas excéder 30%, afin d'obtenir une estimation précise de la quantité de lumière de fluorescence reçue.
- ★ le cœur doit être bien reconstruit : la distance au cœur de la station ayant le plus fort

signal doit être inférieur à 800 mètres.

- ★ aucune station dans le référentiel de la gerbe ne doit être plus proche que la station ayant le plus fort signal, ce qui exclut les déclenchement fortuits.

Le nombre d'événements satisfaisant à tous ces critères n'est plus que de 3204 (sur 2.10^5 !), dont 145 possédant une énergie supérieure à 4 EeV. Ces critères sont indispensables pour ne pas être dominés par des événements fortuits ou très mal reconstruits. Cependant, il convient d'être très prudent à l'égard de ces critères car ils peuvent introduire des biais sur la distribution des observables telles que le $X_{\max}$, et donc sur le S_{1000} mesuré par le réseau de surface. Ces critères ne sont certainement pas définitifs, et il est nécessaire d'étudier leur impact sur les observables du SD. Dans le chapitre 4, nous montrons que les observables liées à l'acceptance, comme les LTPs ou le rapport $4\text{ToT}/3\text{ToT}$, sont suffisamment sensibles pour mettre en évidence de tels effets.

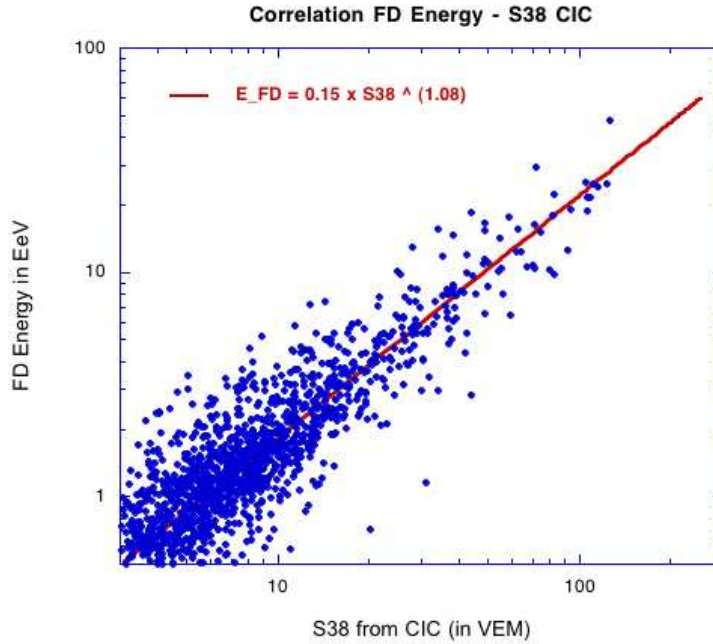


FIG. 5.7 – Corrélation entre l'énergie FD et le $S_{38} = S_{1000}(\theta)/f(\theta)$ pour les événements hybrides satisfaisant les critères de sélection. L'ajustement est réalisé pour des valeurs de S_{38} supérieures à 20 VEM, de manière à se placer au-dessus de l'énergie de saturation de l'acceptance.

La figure 5.7 illustre la corrélation entre l'énergie FD et le S_{38} obtenu pour les événements satisfaisant les critères décrits précédemment. L'ajustement est réalisé pour des valeurs de S_{38} supérieures à 20 VEM, de manière à se placer au-dessus de l'énergie de saturation de

l'acceptance. La relation entre le S_{38} et l'énergie s'écrit donc :

$$E = 0.15 (S_{38})^{1.08} \quad (5.24)$$

avec les incertitudes suivantes sur les paramètres : $K = 0.15 \pm 0.02$ et $\alpha = 1.08 \pm 0.04$.

Finalement on peut écrire la relation entre le signal à 1000 mètres et l'énergie déterminée par la méthode CIC :

$$E = 0.15 (S_{1000}(\theta))^{1.08} \times \exp \left[1.08 \eta \left(\frac{1}{\cos \theta} - \frac{1}{\cos(38^\circ)} \right) \right] \quad (5.25)$$

L'écart relatif entre l'énergie ainsi reconstruite par la méthode CIC+FD et l'énergie mesurée par la fluorescence est en moyenne de 7%, avec une dispersion d'environ 35 %. L'estimation de l'énergie CIC peut donc être considérée comme non biaisée, avec une relativement grande dispersion.

Fiabilité de la méthode CIC

L'utilisation de l'énergie mesurée par le détecteur de fluorescence pour étalonner la relation $S_{1000} - E$ permet d'obtenir une estimation de l'énergie des événements détectés par le SD, de manière indépendante à la fois des simulations de gerbes atmosphériques, et des simulations du détecteur. Les prédictions des simulations dépendent entre autre des modèles d'interactions hadronique à très haute énergie, dont la fiabilité n'est pas encore solidement établie : la méthode du CIC possède donc l'énorme avantage de s'affranchir de ce problème en utilisant uniquement les données.

Cependant, la méthode du CIC est loin d'être une panacée, car elle repose sur des hypothèses dont il faut s'assurer de la validité, et elle est naturellement limitée par la faiblesse du flux à très haute énergie.

Correlation avec l'énergie FD à haute énergie L'estimation de la relation $S_{1000} - E$ est effectuée à partir des données hybrides, qui représentent actuellement moins de 10 % du nombre d'événements détectés par l'OPA. La précision de l'ajustement du S_{38} dépend directement du nombre d'événements hybrides dont l'énergie est supérieure à ~ 4 EeV. Le flux de rayons cosmiques décroissant très rapidement avec l'énergie, la gamme d'énergie sur laquelle

l'ajustement de la relation $S_{38} - E$ est contraint se limite à $\sim 4 - 10$ EeV. Compte tenu des incertitudes obtenues sur l'ajustement de la relation $S_{1000} - E$ avec la méthode CIC, l'erreur que l'on commet sur l'énergie en extrapolant la relation (5.24) est de l'ordre de 30% à 100 EeV.

Cette incertitude systématique étant liée à la faible statistique actuellement disponible, le seul moyen de la réduire est d'accumuler plus de données. Malheureusement, à moins d'attendre plusieurs dizaines d'années, le nombre d'événements hybrides détectés ne sera pas suffisant pour obtenir une précision satisfaisante sur l'estimation de l'énergie de l'ordre de 100 EeV.

Hypothèse de factorisation La méthode du CIC est basée sur l'hypothèse que la courbe d'atténuation est la même pour toutes les énergies. Or, on s'attend à ce que cette hypothèse ne soit plus vraie à haute énergie : en effet le $X_{\max}$ évoluant logarithmiquement avec l'énergie, il existe une valeur de E telle que celui-ci se trouve en-dessous de l'altitude de l'Observatoire Pierre Auger. Dans ce cas limite, qui se produit vers $\sim 10^{20.5}$ eV pour une gerbe de proton verticale, l'hypothèse de l'atténuation exponentielle après le maximum de développement est totalement fausse.

Même sans considérer le cas où le $X_{\max}$ est sous le sol, les gerbes de plus haute énergie sont plus "jeunes", dans le sens où elles ont parcouru une épaisseur d'atmosphère plus faible après le maximum, que les gerbes de plus basse énergie qui ont leur $X_{\max}$ plus haut en altitude. Les gerbes de basse énergie ont une LDF moins pentue au niveau du sol, du fait que la plupart des particules aient été créées à une altitude plus grande et ont donc eu plus de temps pour diverger radialement et diffuser. Il en résulte que si l'on considère la quantité S_{1000}/E^α (avec α proche de 1), les gerbes de basse énergie doivent avoir un coefficient d'atténuation plus grand que les gerbes à haute énergie. Nous verrons par la suite que les simulations numériques reproduisent ce comportement attendu, et nous quantifierons la variation attendue du coefficient d'atténuation avec l'énergie.

Distribution en $\sin^2 \theta$ Comme nous l'avons mentionné précédemment, la propriété d'uniformité de la distribution en $\sin^2 \theta$ des événements n'est vraie que dans le cas où le S_{1000} mesuré fluctue de manière identique pour tous les angles zénithaux. La forme de la distribution des $\sin^2 \theta$ dépend de l'amplitude des variations de la dispersion du S_{1000} avec l'angle zénithal. La figure 5.8 illustre la distribution en $\sin^2 \theta$ attendue dans le cas où l'on prend correctement en compte l'effet d'une variation avec θ des fluctuations sur le S_{1000} (cf [65]). L'intensité à grand

angle est plus importante de environ 30% par rapport aux petits angles pour les événements d'énergie supérieure à 3 EeV, et d'environ 20 % pour les événements au-dessus de 5 EeV. Il est cependant difficile d'estimer les véritables fluctuations du S_{1000} sur les données, car il faut disposer du bon modèle de la LDF pour calculer l'erreur associée à l'ajustement. Ces fluctuations pourraient être plus faibles que qui est décrit dans [65] (cf. [66]), nous étudions donc l'effet d'une distribution en $\sin^2 \theta$ non plate uniquement pour illustrer les différents types de problèmes intrinsèques à la méthode CIC+FD.

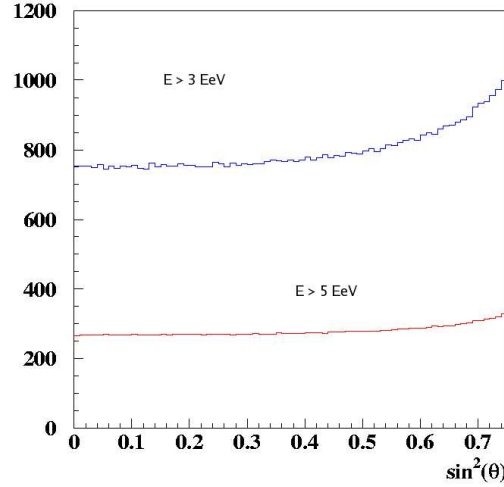


FIG. 5.8 – Distributions en $\sin^2 \theta$ attendue dans le cas où les fluctuations du S_{1000} sont prises en compte, pour les énergies supérieures à 3 EeV (courbe bleue) et pour $E > 5$ EeV (courbe rouge). L'estimation des fluctuations du S_{1000} est effectué à partir des simulations. D'après [65].

Afin d'estimer l'importance de cet effet sur le coefficient d'atténuation, j'ai calculé les courbes d'atténuation avec la méthode CIC décrite précédemment, mais de manière à reproduire une distribution en $\sin^2 \theta$ qui ne soit pas plate.

Afin d'estimer globalement la modification de la courbe d'atténuation, j'ai modélisé de manière arbitraire la forme de la distribution en $\sin^2 \theta$ par une fonction du type :

$$F(\sin^2 \theta) = \begin{cases} 1 & \text{si } \sin^2 \theta < \sin^2 \theta_0 \\ \exp \left(\ln(1 + \delta) \left(\frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0} - 1 \right) \right) & \text{si } \sin^2 \theta \geq \sin^2 \theta_0 \end{cases} \quad (5.26)$$

où $\sin^2 \theta_0$ correspond au début de la variation de la courbe, et δ est la valeur atteinte en $\sin^2 \theta = 0.75$. J'ai calculé sur les données du SD, entre le 01/01/2004 et le 31/06/2006, les courbes

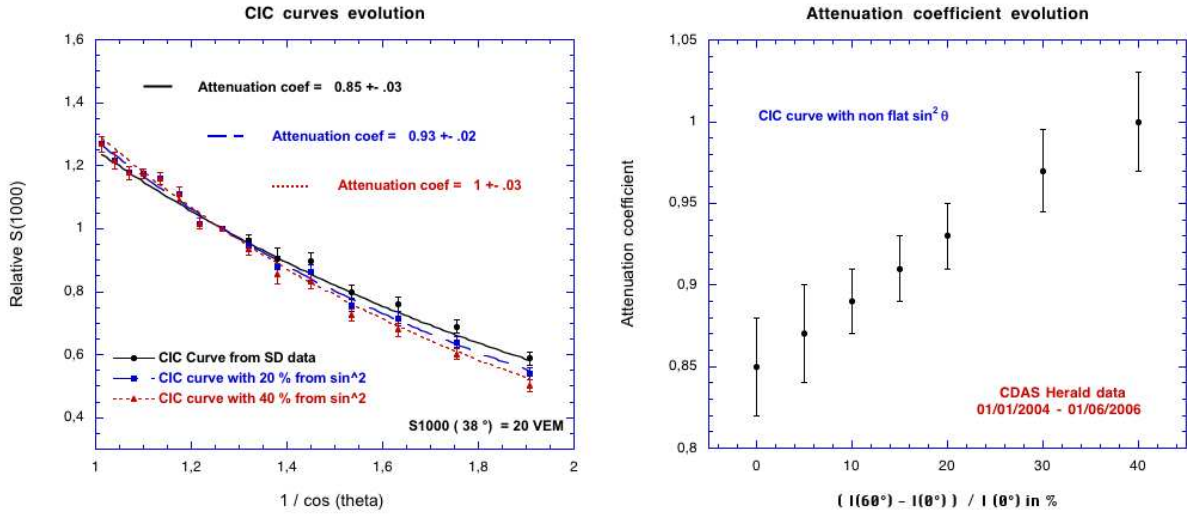


FIG. 5.9 – À gauche : Comparaison des courbes d'atténuation obtenues dans le cas d'une distribution en $\sin^2\theta$ plate, et dans le cas où la distribution est de la forme $F(\theta)$ (cf. equation (5.26) avec les valeurs $\delta = 0.2$ et $\delta = 0.4$). À droite : évolution du coefficient d'atténuation η avec l'amplitude δ (indiquée en %) correspondant à l'amplitude de variation de la distribution en $\sin^2\theta$ entre $\theta = 60^\circ$ et $\theta = 0^\circ$.

d'atténuation correspondant à différentes valeurs de δ , avec $\sin^2\theta_0 = 0.375$ (correspondant à $\theta = 38^\circ$).

Les courbes d'atténuation ainsi obtenues sont illustrées sur la figure 5.9. L'évolution du coefficient d'atténuation est également représentée en fonction de l'amplitude δ , et l'on peut constater que η varie pratiquement linéairement avec δ . Un ajustement linéaire de la courbe donne $\eta = 0.85 + 0.38\delta$. Ainsi, bien qu'il soit difficile de prédire avec précision quelle devrait être la forme exacte de la distribution en $\sin^2\theta$ des données, il semble que la valeur du coefficient d'atténuation donnée par la méthode CIC pourrait être raisonnablement $\sim 10\%$ plus élevée que ce que nous avons indiqué, soit plutôt $\eta \simeq 0.95 \pm 0.02$ au lieu de $\eta \simeq 0.85 \pm 0.02$.

5.3.3 Courbes d'atténuation Monte-Carlo

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'hypothèse de factorisation du signal à 1000 m en une fonction de l'énergie et une fonction de θ n'est certainement pas justifiée à haute énergie. L'extrapolation de la relation $E_{FD} - S_{38}$ est donc certainement entachée d'une erreur systématique importante, qu'il faut évaluer.

Si les modèles de simulation de gerbes atmosphériques ne sont pas totalement fiables, par

exemple en ce qui concerne la reproduction précise de la proportion de muons produite dans les gerbes (qui nous le rappelons dépend directement des interactions hadroniques), la modélisation de l'atténuation de la gerbe avec la profondeur atmosphérique pourrait néanmoins être bien modélisée, dans la mesure où l'atténuation proprement dite ne semble pas devoir dépendre de la physique hadronique.

Ainsi, lorsque le signal à 1000 mètres est dominé par la contribution de la composante électromagnétique, c'est-à-dire pour les angles zénithaux inférieurs à $\sim 45^\circ$, la courbe d'atténuation prédite par les Monte-Carlo peut être considérée comme relativement fiable.

Nous proposons alors d'utiliser les courbes d'atténuation prédites par les simulations afin de déterminer un S_{38}^{MC} qui soit corrélé à l'énergie FD à l'aide des données hybrides, de la même manière que pour la méthode CIC+FD. L'avantage par rapport à la méthode CIC est que la valeur du coefficient d'atténuation semble plus fiable pour l'extrapolation à haute énergie, là où nous savons que la valeur de η du CIC n'est pas bonne.

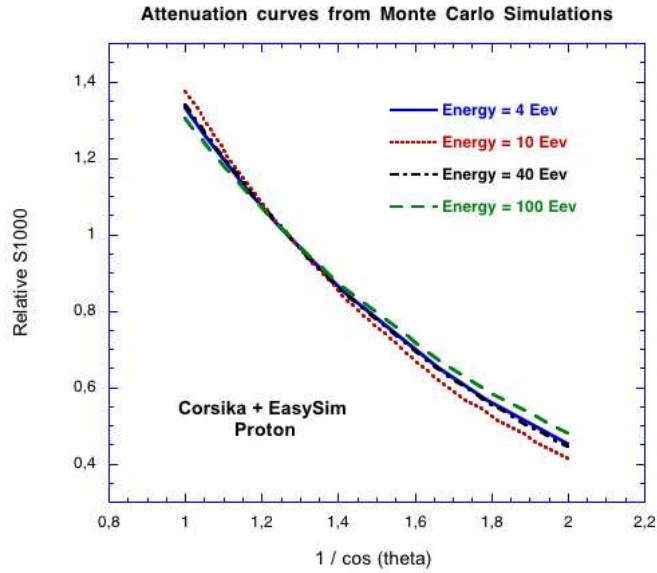


FIG. 5.10 – Courbes d'atténuation obtenues pour des simulations protons, pour des énergies allant de 4 à 100 EeV. Le coefficient d'atténuation évolue lentement avec l'énergie, et est plus faible à très haute ($E = 100$ EeV) qu'à plus basse énergie ($E = 10$ EeV).

Courbes d'atténuation Il est possible de suivre la même démarche que celle de la méthode du CIC, c'est-à-dire de supposer une factorisation du type $S_{1000}(E, \theta) = f(\theta) \times g(E)$, en

estimant cette fois-ci la fonction $f(\theta)$ avec les simulations. La quantité corrélée à l'énergie FD est alors le $S_{38}^{\text{MC}} = S_{1000}(\theta)/f(\theta)$ construit de la même façon qu'avec la méthode CIC+FD.

J'ai donc utilisé les mêmes simulations de gerbes atmosphériques et du détecteur que précédemment pour le calcul de la relation S_{1000} - E avec les Monte-Carlo, et j'ai tracé pour plusieurs énergies et types de particules primaires (proton ou noyau de fer) le S_{1000} moyen en fonction de $1/\cos\theta$. Les courbes d'atténuation sont très bien ajustées par la fonction exponentielle 5.21, de sorte qu'un coefficient d'atténuation peut être défini et comparé aux résultats de la méthode CIC.

À titre d'exemple, la figure 5.10 illustre les courbes d'atténuation obtenues pour des protons à plusieurs énergies. Le coefficient d'atténuation est plus faible à très haute ($E = 100$ EeV) qu'à plus basse énergie ($E = 10$ EeV), ce qui confirme l'affirmation que le coefficient d'atténuation évolue certainement avec l'énergie. Les simulations permettent de quantifier cet effet, et ainsi d'évaluer le domaine de validité de la méthode CIC.

Comme nous l'avons remarqué auparavant, la distribution en $\sin^2\theta$ des événements dont l'énergie est estimé avec les Monte-Carlo présente une remontée significative à grand angle. Dans l'hypothèse où la fraction de muons produite par les simulations n'est pas correcte, l'éventuel désaccord avec les données est attendu justement à grand angle. La remontée de la distribution en $\sin^2\theta$ à grand angle pourrait être en partie due à une surestimation de l'énergie par les Monte-Carlo pour les $\theta \gtrsim 45^\circ$, conséquence d'un S_{1000} prédit trop faible par rapport aux données. Dans cette hypothèse, il faudrait alors plus de muons dans les simulations pour être en accord avec les données.

En comparant les courbes d'atténuation des simulations avec celle(s) de la méthode CIC, on constate effectivement que les Monte-Carlo prédisent une atténuation plus importante à grand angle. Sur la figure 5.11, sont représentées les valeurs du coefficient d'atténuation η obtenues avec les simulations, pour les angles $0^\circ < \theta < 60^\circ$ et pour $0^\circ < \theta < 45^\circ$.

La comparaison avec les valeurs obtenues avec la méthode du CIC est intéressante : pour les angles $0^\circ < \theta < 60^\circ$, les Monte-Carlo semblent prédire une atténuation vraiment trop importante, même en considérant le cas où il faille prendre une courbe d'atténuation CIC construite avec une distribution $\sin^2\theta$ non plate⁵ de 20%. Cependant, lorsque l'on se limite aux $\theta < 45^\circ$, le désaccord est moins flagrant, le coefficient d'atténuation donné par les Monte-Carlo

⁵c'est la méthode du NCIC : Non Constant Intensity Cut !

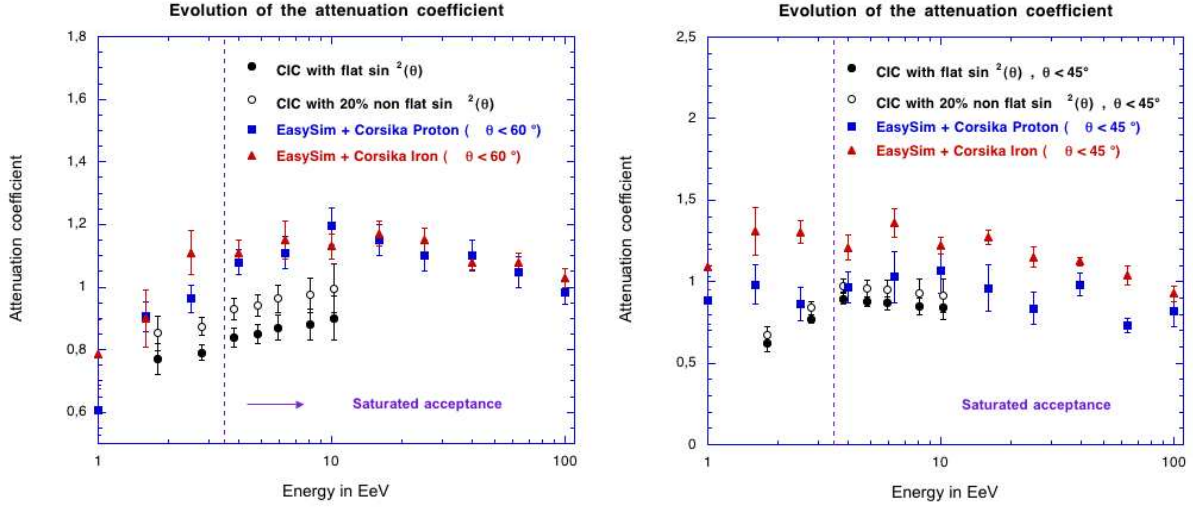


FIG. 5.11 – À gauche : Comparaison des coefficients d'atténuation obtenus avec la méthode du CIC et avec les Monte-Carlo pour les angles $\theta < 60^\circ$. Les coefficients d'atténuation donnés par le CIC correspondant à une distribution en $\sin^2 \theta$ qui n'est pas plate, avec $\delta = 0.2$, sont également représentés. À droite : Même chose pour les angles $\theta < 45^\circ$.

pour les protons est assez proche des valeurs du CIC. Pour les noyaux de fer, les prédictions des simulations sont encore largement au-dessus, d'environ 45%. Le coefficient d'atténuation donné par les simulations passe pour les protons de ~ 1 à ~ 0.75 entre 1 et 100 EeV, soit une variation d'environ 20%.

Pour l'estimation de l'énergie, il est donc possible d'utiliser un S_{38}^{MC} qui prend en compte la lente évolution du coefficient d'atténuation. Un ajustement linéaire de la courbe $\eta(E)$ donne les valeurs suivantes :

$$\eta = 1.13 (\pm 2\%) - 9.6 \cdot 10^{-4} (\pm 20\%) \times \left(\frac{E}{1 \text{ EeV}} \right) \quad \text{Proton } (\theta < 60^\circ) \quad (5.27)$$

$$\eta = 1.14 (\pm 2\%) - 9 \cdot 10^{-4} (\pm 12\%) \times \left(\frac{E}{1 \text{ EeV}} \right) \quad \text{Fer } (\theta < 60^\circ) \quad (5.28)$$

$$(5.29)$$

et pour les angles inférieurs à 45° :

$$\eta = 1.0 (\pm 3\%) - 2.3 \cdot 10^{-3} (\pm 17\%) \times \left(\frac{E}{1\text{EeV}} \right) \quad \text{Proton } (\theta < 45^\circ) \quad (5.30)$$

$$\eta = 1.27 (\pm 2\%) - 3. \cdot 10^{-3} (\pm 10\%) \times \left(\frac{E}{1\text{EeV}} \right) \quad \text{Fer } (\theta < 45^\circ) \quad (5.31)$$

$$(5.32)$$

L'hypothèse de la factorisation de la relation S_{1000} - E est donc approximativement vérifiée sur des gammes d'énergies assez grandes. L'estimation du coefficient η à utiliser dans notre méthode est donc itérative : pour chaque événement, l'énergie est estimée par la relation donnée par les simulations (5.10), ou par la méthode CIC, et le coefficient η est estimé avec les relations ci-dessus. Connaissant la relation entre le S_{38}^{MC} et l'énergie FD, l'énergie $E_{S_{38}}^{\text{MC}}$ est calculée. Si l'énergie ainsi obtenue est différente de plus de 50% que celle de départ, le coefficient η est recalculé à partir de cette nouvelle valeur de l'énergie et la procédure est itérée. Concrètement, le coefficient d'atténuation varie tellement peu avec l'énergie que même si l'énergie estimée lors de la première étape est fautive d'un facteur 2, l'erreur relative sur η est inférieure à 5%.

Corrélation avec l'énergie FD De la même façon que pour la méthode du CIC+FD, j'ai utilisé le même lot d'événements hybrides avec les mêmes critères de bonne reconstruction que précédemment. La figure 5.12 illustre la corrélation entre le S_{38}^{MC} , pour les événements ayant $\theta < 45^\circ$.

L'ajustement de la relation S_{38}^{MC} - E_{FD} donne :

$$E = 0.14 (S_{38}^{\text{MC}})^{1.08} \quad (5.33)$$

avec les incertitudes sur les paramètres : $K = 0.14 \pm 0.02$ et $\alpha = 1.08 \pm 0.04$. Ces valeurs sont très proches de celles obtenues avec la méthode CIC+FD, ce qui montre que compte tenu de la statistique hybride disponible actuellement, une variation du coefficient d'atténuation a peu d'influence sur l'étalonnage avec la fluorescence dans la gamme d'énergie où il est possible de le faire.

L'écart relatif entre l'énergie ainsi reconstruite par le S_{38}^{MC} et l'énergie mesurée par la fluorescence est en moyenne de 5%, avec une dispersion d'environ 35 %, valeurs pratiquement identiques à celles obtenues avec la méthode CIC+FD.

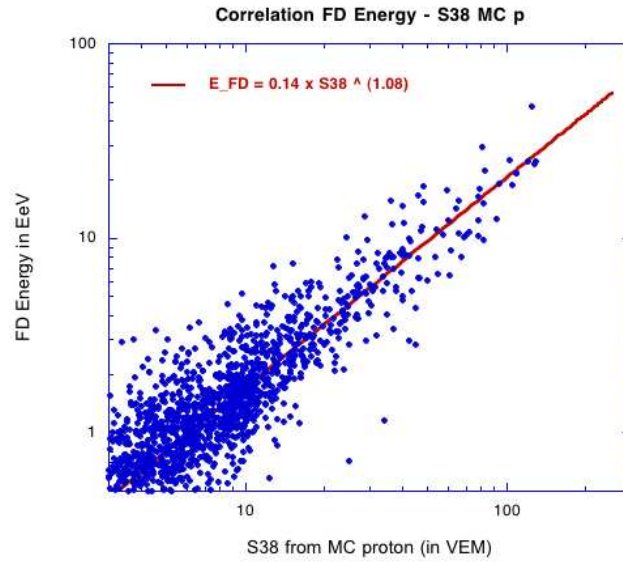


FIG. 5.12 – Corrélation entre l'énergie FD et le S_{38}^{MC} pour les événements hybrides satisfaisant les critères de sélection. L'ajustement est réalisé pour des valeurs de S_{38}^{MC} supérieures à 20 VEM, de manière à se placer au-dessus de l'énergie de saturation de l'acceptance.

Afin de comparer la qualité de la corrélation entre l'énergie FD et le S_{38}^{MC} à celle de la méthode CIC, j'ai comparé la dispersion en énergie FD que l'on obtient sur les données hybrides, par intervalle de S_{38} , pour le CIC et pour le S_{38}^{MC} .

La figure 5.13 illustre les résultats obtenus sur les événements hybrides satisfaisant aux critères de sélection. Le cas d'un S_{38}^{MC} avec un coefficient d'atténuation fixé à la valeur $\eta = 1$ est également présenté, à titre de comparaison. Les dispersions obtenues ont une amplitude comparable, avec une légère amélioration pour le cas du S_{38}^{MC} avec évolution de η par rapport au cas où η est fixe.

L'utilisation de la méthode courbe d'atténuation Monte-Carlo + FD donne donc des résultats très proches de ceux obtenus avec la méthode CIC+FD, avec une qualité de l'étalonnage aussi bonne dans la gamme d'énergie où l'on dispose de suffisamment d'événements.

5.3.4 Méthodes alternatives

Nous présentons brièvement deux autres méthodes d'estimation de l'énergie des événements du réseau de surface qui peuvent être utilisées pour reconstruire le spectre d'énergie des rayons cosmiques.

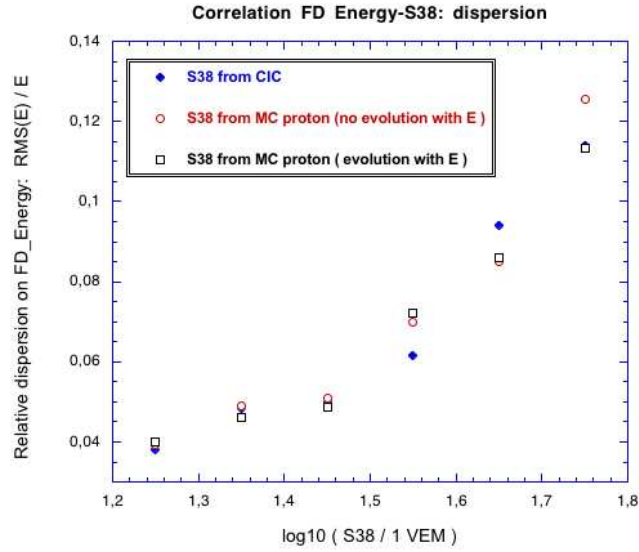


FIG. 5.13 – Évolution de la dispersion relative en énergie en fonction du S_{38} , pour la méthode CIC, et pour le S_{38}^{MC} , avec ou sans évolution du coefficient d'atténuation avec l'énergie.

Corrélation $E_{SD} - E_{FD}$ La méthode consiste à supposer que la relation $S_{1000} - E$ prédite par les simulations est correcte, à une normalisation près. Pour estimer le facteur de conversion en énergie à appliquer à l'énergie donnée par les Monte-Carlo, on étalonne l'énergie SD avec les événements hybrides. Comme nous l'avons vu précédemment, la distribution en $\sin^2 \theta$ obtenue à partir de l'énergie donnée par les simulations n'est pas plate, ce qui semble indiquer une évolution avec l'angle de la dispersion ou de l'erreur systématique sur l'énergie. En conséquence, on s'attend à ce que la relation entre E_{SD} et E_{FD} pour les $\theta < 60^\circ$ change avec l'énergie. En se limitant aux angles inférieurs à 45° , pour lesquels les coefficients d'atténuation des Monte-Carlo semblent en accord avec le CIC, la corrélation $E_{SD} - E_{FD}$ obtenue est meilleure.

L'étalonnage entre l'énergie des simulations et l'énergie FD avec notre lot d'événements hybrides pour les angles inférieurs à 45° donne :

$$E = 0.78 (\pm 0.03) \times E_{\text{MC}} \quad \text{Hyp. proton} \quad (5.34)$$

$$E = 1.02 (\pm 0.04) \times E_{\text{MC}} \quad \text{Hyp. fer} \quad (5.35)$$

L'échelle d'énergie FD est donc environ 20% en-dessous l'énergie Monte-Carlo proton, et

pratiquement identique⁶ à l'énergie Monte-Carlo fer.

Relation $S_{1000} - E$ à partir des données hybrides uniquement Pour étalonner la relation $S_{1000} - E$, on pourrait également penser à séparer le lot de données hybrides par intervalle d'angles zénithaux, et de déterminer dans chacun des intervalles la relation $S_{1000}(\theta) - E_{FD}$. Cette méthode a l'avantage de ne dépendre d'aucune hypothèse sur la composition, ni sur la forme de la courbe d'atténuation $f(\theta)$. Le seul problème de cette méthode est que la statistique hybride nécessaire pour réaliser cet ajustement par intervalle d'angle zénithal est beaucoup trop faible à l'heure actuelle : il faudrait attendre plusieurs dizaines d'années pour obtenir une précision suffisante ! L'étalonnage entre l'estimateur du SD et l'énergie FD doit s'effectuer en se rapportant à un angle de référence, faute de quoi la faiblesse du nombre d'événements introduit une erreur beaucoup trop importante.

5.4 Calcul du spectre en énergie

Nous avons décrit précédemment différentes méthodes d'estimation de l'énergie des événements, détectés par le réseau de surface, à partir desquelles il est possible de construire différents spectres d'énergie.

J'ai utilisé la procédure de reconstruction décrite précédemment pour analyser les données du premier janvier 2004 au 3 juillet 2006. Les critères qui ont été appliqués aux événements sont les suivants :

- ★ l'événement doit être T4
- ★ l'événement doit être T5 (cinq voisines opérationnelles + cœur reconstruit dans un triangle de stations opérationnelles)
- ★ l'angle zénithal est inférieur à 60°
- ★ l'énergie reconstruite est supérieure à 3 EeV

Afin d'obtenir un lot de données de la meilleure qualité possible, j'ai éliminé les périodes durant lesquelles l'acquisition des données était perturbée. Les périodes exclues sont :

- ★ du 18/08/2004 au 26/11/2004 : problème dans l'algorithme d'acquisition du CDAS
- ★ du 27/03/2005 au 07/04/2005 : problème dans l'algorithme de déclenchement des stations

⁶ce qui n'implique pas que les rayons cosmiques soient composés de noyaux de fer !

★ du 22/04/2005 au 03/05/2005 : problème de communication radio.

Ces périodes contribuent cependant très peu en terme de nombre d'événements, du fait de l'augmentation de la taille du réseau avec le temps.

Le calcul de l'acceptance a été effectué avec la méthode du comptage d'hexagone (cf. chapitre 4) : au cours de la période allant du 1^{er} janvier 2004 au 3 juillet 2006 inclus, en excluant les périodes ci-dessus, le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger a accumulé $\approx 2.94 \cdot 10^{10}$ cellules T5-secondes, soit une acceptance totale de $1.35 \cdot 10^{11} \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$, où $4280 \text{ km}^2 \text{ sr an}$, pour des événements ayant des angles $\theta < 60^\circ$. En se limitant aux angles inférieurs à 45° , l'acceptance est de $0.9 \cdot 10^{11} \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$, ou $2850 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{an}$, soit environ $1.8 \times \text{AGASA}$.

Le spectre d'énergie, en $[\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}]^{-1}$, est donné par le nombre d'événements détectés par intervalle d'énergie, divisé par l'acceptance correspondante.

L'acceptance du réseau de surface doit être saturée aux alentours de $E = 4 \text{ eV}$, avec la référence d'énergie donnée par les simulations. J'ai calculé le spectre en énergie au-dessus de 3 EeV , avec des intervalles de 0.1 en $\log(E)$, tout en sachant que la première valeur, $E \simeq 3.16 \text{ EeV}$, risque d'être trop basse (acceptance réelle plus faible). La partie du spectre où l'acceptance est à coup sûr saturée se situe donc au-dessus de $10^{18.6} \text{ eV}$.

Les spectres présentés dans cette étude sont tracés avec des incertitudes sur le flux correspondant uniquement à une erreur statistique sur le nombre d'événements dans chaque intervalle d'énergie. Les barres d'erreurs sont donc seulement indicatives, et ne doivent pas être considérées comme résultant d'une estimation précise. Les incertitudes sur l'énergie ne sont pas représentées, les spectres montrés par la suite constituent des résultats préliminaires. La détermination de toutes les sources d'erreurs systématiques sur l'énergie est un problème complexe, qui fait encore l'objet de nombreuses études au sein de la collaboration Auger, et qui n'est pas le but de cette présente étude.

Les sources principales d'erreur systématique pour les méthodes qui utilisent l'énergie donnée par la fluorescence proviennent de la relation d'étalonnage $S_{38} - E_{\text{FD}}$. L'ordre de grandeur de cette erreur est d'environ 30% à basse énergie et 50% pour les énergies autour de 100 EeV . Il est donc à l'heure actuelle prématuré de conclure quant à la présence ou non d'une coupure de type GZK dans le spectre. Pour les méthodes utilisant les simulations, l'incertitude principale provient du modèle d'interaction hadronique utilisé, et il semble prudent de considérer une erreur systématique sur l'énergie de l'ordre de 30%, compte tenu de l'écart apparent entre les

échelles d'énergie FD et SD.

La figure 5.14 illustre les spectres obtenus avec la méthode du CIC+FD et avec les simulations : à partir du S_{38}^{MC} (avec évolution de η) ou directement avec la relation $S_{1000}-E$ décrite en (5.10).

Les spectres obtenus à partir de la méthode CIC+FD et de la méthode $S_{38}^{\text{MC}} + \text{FD}$ sont pratiquement identiques, avec dans l'intervalle $E \in [10^{18.6} \text{ eV}, 10^{19.6} \text{ eV}]$ une pente logarithmique de $\gamma_{\text{CIC}} = -2.81 (\pm 0.09)$ pour le CIC et $\gamma_{S_{38}^{\text{MC}}} = -2.78 (\pm 0.15)$ pour le S_{38}^{MC} . Ce résultat n'est pas surprenant car les relations d'étalonnage entre l'énergie FD et le S_{38} sont pratiquement identiques pour les deux méthodes. Les pentes logarithmiques des spectres obtenus avec les autres méthodes sont également toutes compatibles avec ces valeurs.

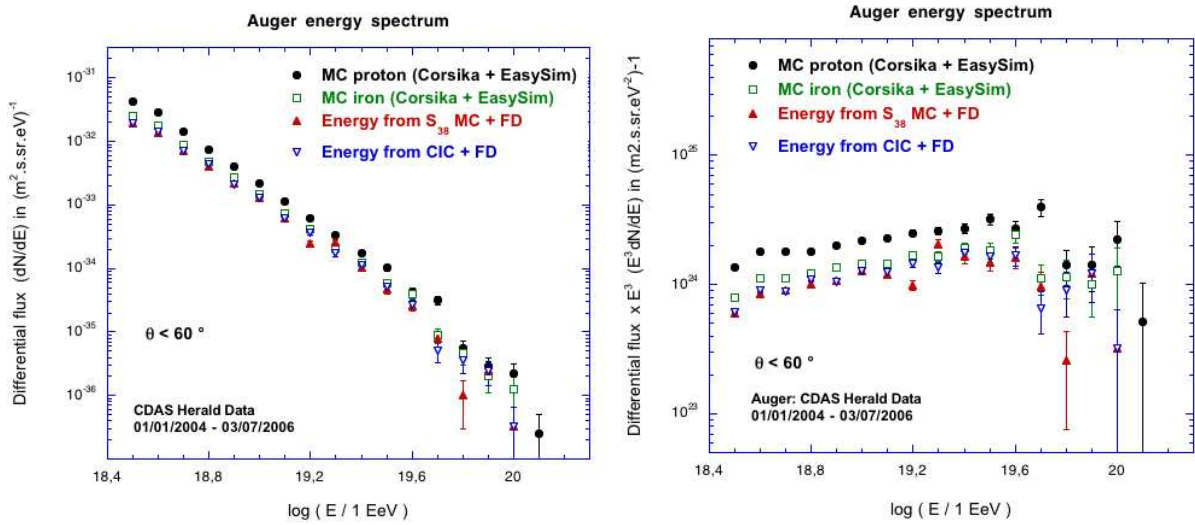


FIG. 5.14 – À gauche : spectre en énergie des rayons cosmiques avec l'énergie estimée par les simulations : à partir du S_{38}^{MC} (avec évolution de η) ou directement avec la relation $S_{1000}-E$ donnée en 5.10, et à partir de la méthode CIC+FD. À droite : le même spectre multiplié par E^3 , de sorte qu'une évolution en loi de puissance E^{-3} apparaisse plate.

Lorsque l'on se limite aux angles inférieurs à 45 degrés, le spectre obtenu est peu différent de celui correspondant à $\theta < 60^\circ$. La figure 5.15 illustre cette différence pour les méthodes basées sur les Monte-Carlo, qui sont le plus susceptibles de varier lorsque l'on passe de $\theta < 60^\circ$ à $\theta < 45^\circ$. Le spectre correspondant à $\theta < 45^\circ$ est légèrement plus bas pour les simulations "proton", et légèrement plus haut pour la méthode $S_{38}^{\text{MC}} + \text{FD}$.

Les figures suivantes représentent la comparaison du spectre mesuré par l'Observatoire

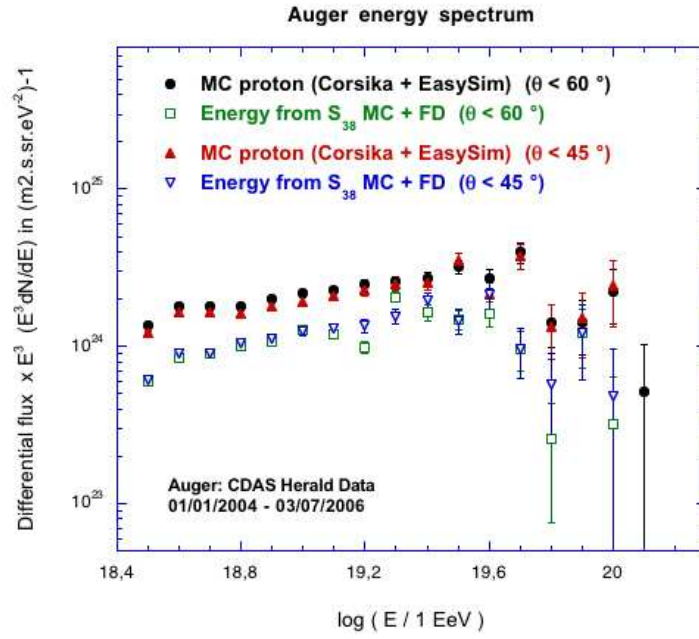


FIG. 5.15 – Comparaison entre le spectre (multiplié par E^3) obtenu pour $\theta < 60^\circ$ et pour $\theta < 45^\circ$, pour la méthode $S_{38}^{MC} + FD$ et pour l'estimation donnée par les simulations proton.

Pierre Auger avec la méthode Monte Carlo proton et avec la méthode CIC+FD, comparé aux mesures de l'expérience AGASA et celles d'Hires. La normalisation du spectre obtenue avec la méthode CIC+FD semble être inférieure d'une vingtaine de pourcent à celle de Hires. L'écart entre le spectre Auger Monte Carlo et le spectre Auger CIC semble être également du même ordre de grandeur que l'écart entre AGASA et Hires.

Le désaccord actuel sur la normalisation du spectre entre expériences utilisant la technique de la fluorescence et les réseaux de détecteurs au sol semble pour l'instant observé de manière similaire par l'Observatoire Pierre Auger.

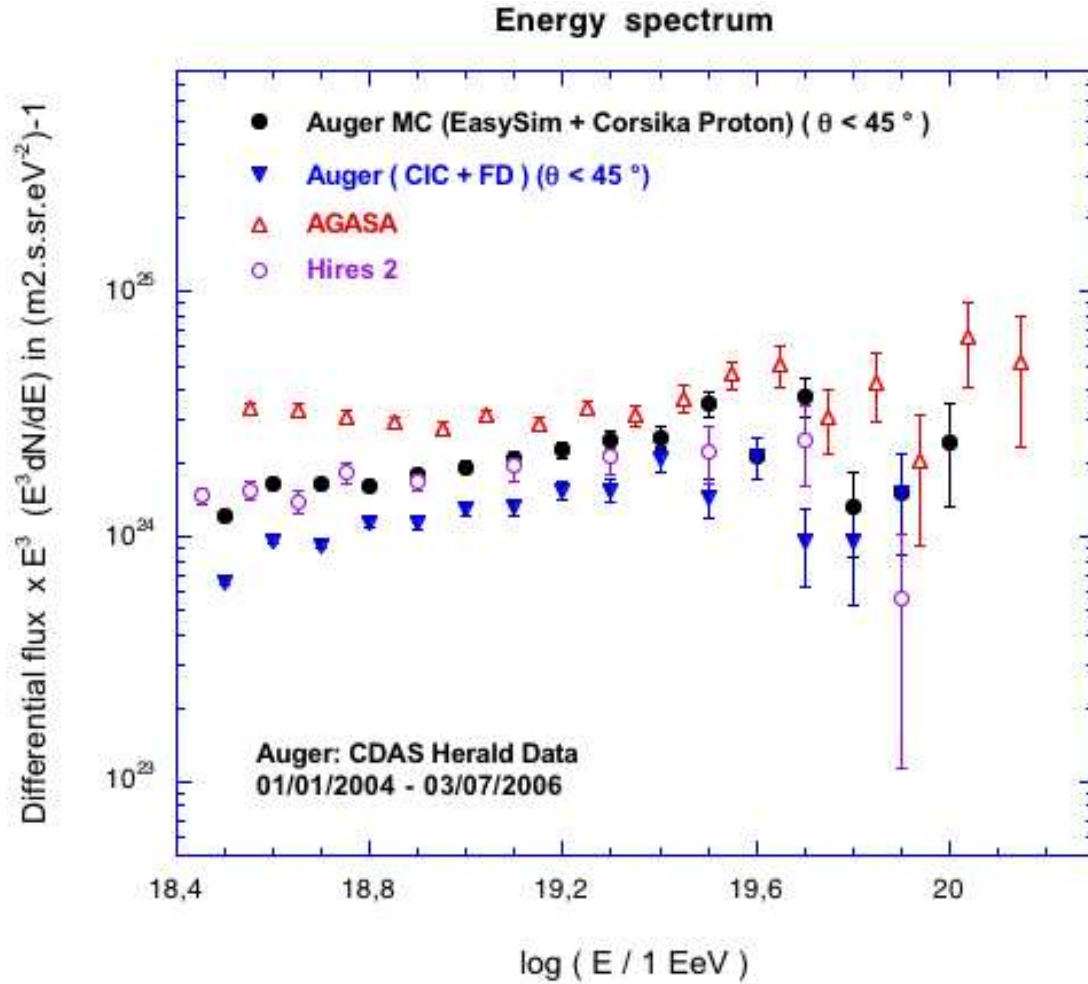


FIG. 5.16 – Spectre en énergie des rayons cosmiques multiplié par E^3 , obtenu avec l'estimation Monte-Carlo proton et l'estimation CIC+FD, pour des angles zénithaux inférieurs à 45° . Les données de l'expérience AGASA et de l'expérience Hires sont également représentées.

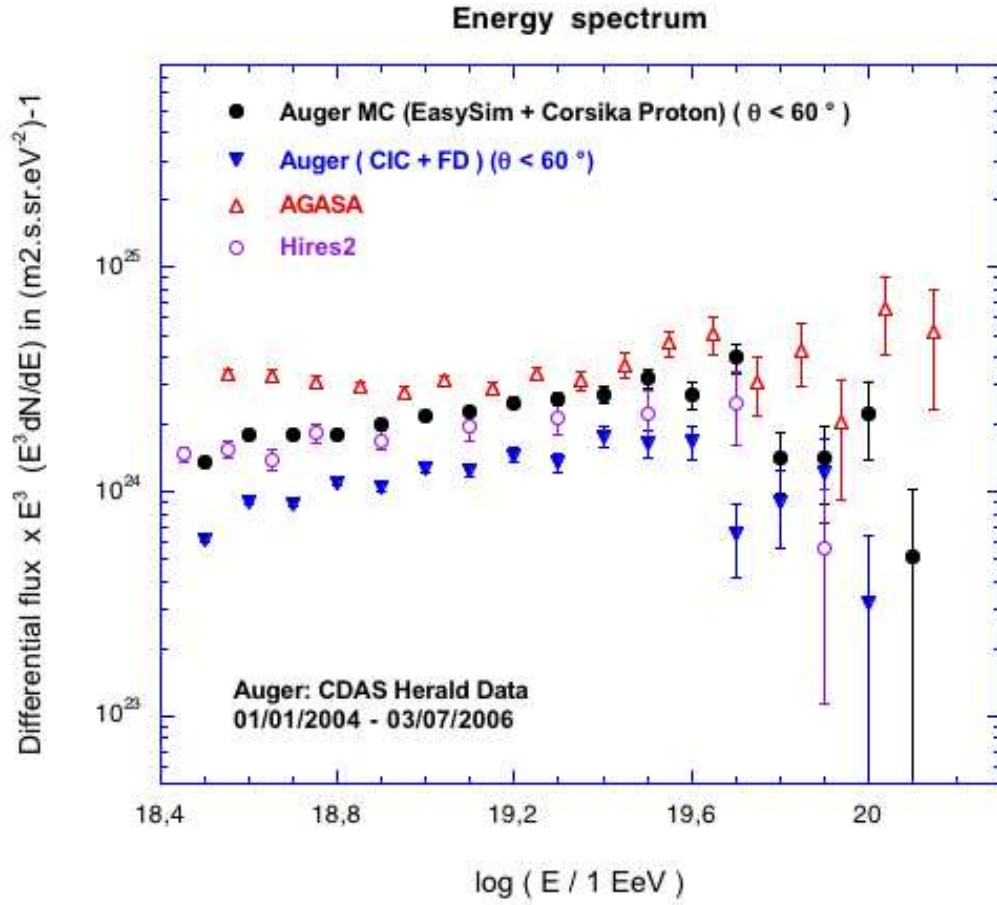


FIG. 5.17 – Spectre en énergie des rayons cosmiques multiplié par E^3 , obtenu avec l'estimation Monte-Carlo proton et l'estimation CIC+FD, pour des angles zénithaux inférieurs à 60° . Les données de l'expérience AGASA et de l'expérience Hires sont également représentées.

Troisième partie

Anisotropies du rayonnement cosmique

Introduction

Propagation et anisotropies

Bien que l'existence des rayons cosmiques soit un fait établi depuis au moins un siècle, leur origine exacte reste incertaine. La principale raison en est que, contrairement aux photons, leurs trajectoires sont déviées par les champs magnétiques, et donc les directions d'arrivée des rayons cosmiques ne pointent pas vers leurs sources. De plus, les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques au sein desquels s'effectue la propagation des particules ont un comportement chaotique, sur des échelles allant de 10^8 cm à 10^{20} cm [67], excluant la possibilité de prédire les trajectoires de manière purement déterministe. La propagation des rayons cosmiques peut donc être considérée comme un processus diffusif jusqu'à haute énergie : leur distribution spatiale est homogénéisée sur de grandes échelles, "diluant" l'information sur la répartition des sources.

Cependant, lorsque l'énergie des rayons cosmiques augmente, une anisotropie peut apparaître soit parce que l'approximation diffusif n'est plus valable, soit parce que le coefficient de diffusion devient suffisamment grand pour que des inhomogénéités dans la distribution des sources puissent produire un effet mesurable. Plus particulièrement, même si l'on se place en régime diffusif, la densité des sources de rayons cosmiques dans la galaxie est vraisemblablement plus élevée dans les régions centrales plutôt qu'en périphérie, ce qui pourrait causer un léger excès du flux en direction du centre galactique, et un déficit dans la direction opposée. De la même façon, un mouvement d'advection global du disque galactique vers le halo peut être la cause d'une anisotropie mesurable.

La distribution angulaire des rayons cosmiques est difficile à prédire précisément, car elle dépend des conditions de propagation, qui sont reliées à la fois aux configurations à grande et à petite échelle des champs magnétiques, et à la position de la Terre par rapport aux structures magnétiques majeures comme les bras spiraux de notre galaxie. La présence dans notre

voisinage de nombreuses "super bulles" qui peuvent percer le disque galactique et produire des "cheminées" le long desquelles les rayons cosmiques diffusent plus facilement vers le halo, peuvent également être responsables d'anisotropies spécifiques [68].

En supposant une distribution homogène des sources dans le disque galactique et une diffusion isotrope, la position excentrée de la Terre dans la galaxie (radialement et verticalement) produit une anisotropie dipolaire d'amplitude α proportionnelle au coefficient de diffusion $D(E)$, lui même dépendant de l'énergie [79]. Une anisotropie dipolaire peut aussi provenir du mouvement relatif du système solaire par rapport au plasma interstellaire transportant les inhomogénéités magnétiques sur lesquelles diffusent les particules. Dans un modèle simpliste [70] où les sources sont distribuées de manière homogène dans un disque d'épaisseur $2h$, et où les rayons cosmiques sont confinés dans un halo de hauteur H , l'anisotropie à une distance z au-dessus du plan galactique ($z < h$) est estimée à $\delta \simeq 3D/cH \times z/h$.

A ultra haute énergie, un dipôle peut apparaître si les rayons cosmiques se propagent de façon quasiment rectiligne à partir de sources exotiques reliées à la matière noire supposée être distribuée dans le halo [71]. Une anisotropie dipolaire pourrait également être produite par l'établissement d'une propagation quasiment diffusive entre une source dominante (comme l'amas de Virgo) et notre galaxie. Des multipôles d'ordre plus élevé peuvent également apparaître naturellement dans certains modèles. Par exemple, un quadripôle dominant dans la distribution angulaire des rayons cosmiques pourrait résulter d'un excès en provenance du plan super galactique.

Remonter au spectre source du rayonnement cosmique

D'un point de vue général, caractériser les anisotropies du rayonnement cosmique permet d'obtenir de précieuses informations sur la distribution des sources, la structure des champs magnétiques et la valeur des coefficients de diffusion effectifs. En particulier, l'augmentation des coefficients de diffusion avec l'énergie a d'importantes conséquences sur la phénoménologie des rayons cosmiques galactiques (que nous noterons RCGs).

Comme les noyaux de basse énergie sont plus facilement confinés dans la galaxie, ils s'accumulent en plus grande quantité que ceux de haute énergie, conduisant ainsi à un raidissement du spectre. Le lien entre la pente γ_{obs} du spectre mesuré des RCGs, $\propto E^{-\gamma_{\text{obs}}}$, et la pente du spectre source des rayons cosmiques, $\propto E^{-\gamma_s}$, dépend de la relation entre le coefficient de dif-

fusion et l'énergie, c'est à dire de la valeur de l'exposant β tel que $D(E) \propto E^\beta$. A suffisamment haute énergie, $\gamma_{\text{obs}} = \gamma_s + \beta$. De nombreux modèles de propagation dans la galaxie permettent de rendre compte de la valeur des principales observables des RCGs. Les valeurs requises de β , peuvent être cependant assez différentes d'un modèle à l'autre.

Les modèles impliquant une diffusion dans le disque et le halo, incluant un vent galactique ou une diffusion turbulente suggèrent [79] une valeur de β comprise entre 0.7 et 0.9, en accord avec un spectre source avec $\gamma_s \sim 2.0$, comme attendu dans le cas de la théorie linéaire de l'accélération diffusive par chocs. D'un autre côté, les modèles prenant en compte la ré-accélération des RCs de basse énergie dans le milieu interstellaire favorisent une valeur de $\beta \simeq 1/3$, en accord avec la théorie standard de la diffusion dans des champs magnétiques présentant une turbulence de type Kolmogorov. Suivant cette hypothèse, le spectre source serait alors plus pentu, en $E^{-2.4}$. La question reste ouverte et est de grande importance pour déterminer une théorie de l'origine des rayons cosmiques [72].

Dans ce contexte, il est intéressant de noter que les mesures d'anisotropies peuvent permettre de contraindre les modèles de diffusion des RCGs ainsi que leur spectre source, puisque la valeur de l'anisotropie dépend du coefficient de diffusion. L'évolution prédite de l'anisotropie avec l'énergie est liée au modèle de diffusion utilisé, et devrait évoluer de manière similaire à $D(E)$, c'est à dire en E^β .

Chapitre 6

Marche aléatoire et diffusion

Résumé du chapitre :

La méthode de reconstruction des anisotropies d'une distribution angulaire de rayons cosmiques que nous présenterons dans le chapitre suivant possède des propriétés statistiques qui peuvent être comprises facilement au moyen d'une analogie inattendue avec l'étude du processus de diffusion. La diffusion peut être considérée comme la limite continue d'un processus de marche aléatoire. Dans le cas où la marche aléatoire est anisotrope, il est possible de calculer la probabilité de présence d'une particule en un point de l'espace en résolvant l'équation de la diffusion-advection correspondante.

La connaissance de cette solution permet par analogie de calculer la probabilité de reconstruire une amplitude de dipôle α_{rec} , correspondant à un vrai dipôle d'amplitude α sous-jacent dans le lot de données étudié.

6.1 Diffusion et libre parcours moyen

Dans un milieu homogène et isotrope, le coefficient de diffusion D se définit à partir de l'équation de Fick : $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -D \nabla n(\mathbf{r})$ où $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ est le vecteur densité de courant correspondant au bilan net du nombre de particules traversant une surface unité pendant 1 seconde, et $n(\mathbf{r})$ la densité numérique de particules.

Un calcul direct de $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ dans le cadre d'un modèle particulier pour le mouvement des particules (marche aléatoire ou libre parcours moyen) permet alors d'exprimer D en fonction des données du problème : c , la vitesse (supposée constante) des particules et une longueur λ représentant le pas de la marche aléatoire ou le libre parcours moyen du processus aléatoire. On obtient alors les relations résumées dans le tableau suivant :

	Marche aléatoire	Libre parcours moyen
1 dimension	$D = \lambda c/2$	$D = \lambda c$
2 dimensions	$D = \lambda c/4$	$D = \lambda c/2$
3 dimensions	$D = \lambda c/6$	$D = \lambda c/3$

Expressions du coefficient de diffusion D dans les différents cas envisagés.

L'équation de conservation locale du nombre de particules : $\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}) = 0$ conduit alors à l'équation de la diffusion habituelle :

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D \Delta n(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (6.1)$$

dont la solution bien connue pour une injection en $\mathbf{r} = 0$ et $t = 0$, est donnée par la gaussienne (fonction de Green du problème) :

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{4Dt}\right) \quad (6.2)$$

L'équation (6.2) est la limite continue du processus aléatoire sous-jacent. Dans le cas d'une marche aléatoire à trois dimensions de pas λ , s'effectuant à vitesse constante c , le temps est directement proportionnel au nombre de pas N de la marche : $t = N\lambda/c$, et D est donné par

$D = \lambda c/6$ (cf tableau). On peut donc réécrire (6.2) comme :

$$p(\mathbf{r}, N) = \left(\frac{2\pi N \lambda^2}{3} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{3\mathbf{r}^2}{2N\lambda^2} \right). \quad (6.3)$$

qui donne la densité de probabilité de présence d'une particule injectée en $\mathbf{r} = 0$ et $t = 0$ après N pas. Cette distribution est donc gaussienne (à grand N), d'écart type $\sigma = \sqrt{\frac{N\lambda^2}{3}}$. On peut noter que ce résultat peut également s'obtenir à partir du théorème central limite, en notant que l'écart type de la distribution des déplacements suivant les axes x, y et z après un pas vaut :

$$\langle (\mathbf{r}_i)_x^2 \rangle = \langle (\mathbf{r}_i)_y^2 \rangle = \langle (\mathbf{r}_i)_z^2 \rangle = \lambda^2 \int u_{x,y,z}^2 p(\mathbf{u}) d\Omega = \frac{\lambda^2}{3} \quad (6.4)$$

où $p(\mathbf{u})$ est la densité de probabilité d'effectuer un pas dans la direction $\mathbf{u}$, qui vaut $1/4\pi$ dans le cas homogène et isotrope.

Marche aléatoire isotrope

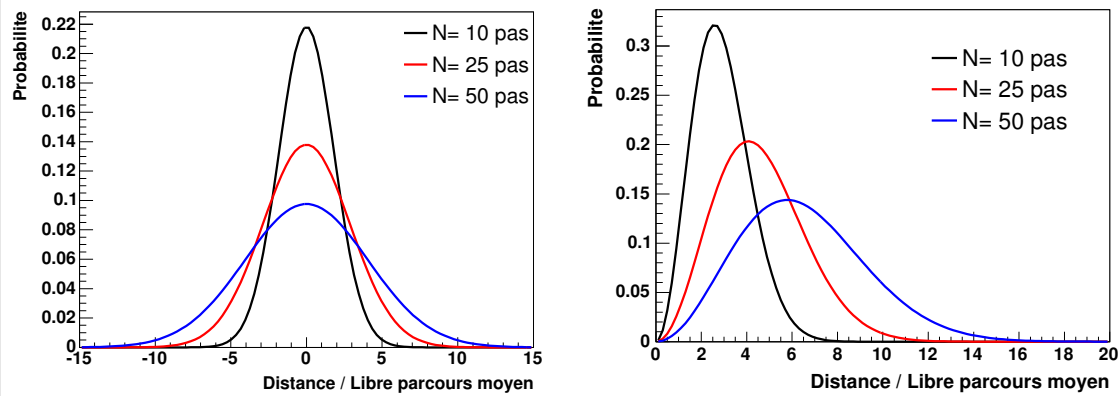
Nous avons écrit la densité de probabilité de présence en $\mathbf{r}$ d'une particule injectée en $\mathbf{r} = 0$ et $t = 0$, ayant effectué N pas de longueur λ suivant un processus de marche aléatoire :

$$p(\mathbf{r}, N) = \left(\frac{2\pi N \lambda^2}{3} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{3\mathbf{r}^2}{2N\lambda^2} \right). \quad (6.5)$$

Nous pouvons également calculer la distribution de la distance à l'origine, soit la norme de $\mathbf{r}$, en sommant sur tous les angles la distribution $p(\mathbf{r}, t)$. La densité de probabilité pour que r appartienne à $[r, r + dr]$ est donc donnée par :

$$p(r, t) = 4\pi r^2 \left(\frac{2\pi N \lambda^2}{3} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{3r^2}{2N\lambda^2} \right). \quad (6.6)$$

Cette écriture sera utile pour notre étude des anisotropies lorsqu'il s'agira de calculer la significativité statistique de la valeur reconstruite d'un dipôle avec notre méthode. Nous pouvons également remarquer (dans la série des analogies !) que cette fonction de distribution est en tout point similaire à la fonction de répartition du module de la vitesse des molécules dans la théorie cinétique des gaz. La représentation graphique de ces fonctions est donnée à titre d'exemple sur la figure ci-dessous.



Représentation de la densité de probabilité de présence après une marche au hasard de N pas pour $N = 10$, $N = 25$ et $N = 50$. La figure de gauche représente la distribution d'une des composantes de la position alors que la figure de droite représente la distribution du module du vecteur position $\mathbf{r}$. L'aire sous les courbes reste égale à 1, alors que la fonction s'étale vers les grandes distances, le module de la distance la plus probable se situant à environ $\lambda \sqrt{N}$.

6.2 Diffusion et advection : marche aléatoire non isotrope

Les résultats ci-dessus ont été obtenus dans le cas d'une diffusion homogène, correspondant à un processus de marche aléatoire (ou de LPM) au cours duquel la direction des particules change de manière isotrope. Si après chaque interaction de la particule, la nouvelle direction est distribuée suivant une loi de probabilité non uniforme sur la sphère, l'équation de la diffusion correspondant à ce processus est modifiée.

Dans le cadre de l'analogie évoquée ci-dessus, il est intéressant de considérer le cas où la densité de probabilité pour la particule d'avoir sa direction centrée autour de $\mathbf{u}$ dans un angle solide $d\Omega$ est donnée par :

$$p(\mathbf{u}) = \frac{1 + \alpha \mathbf{d} \cdot \mathbf{u}}{4\pi} \quad (6.7)$$

où $\mathbf{d}$ est un vecteur unitaire fixant une direction privilégiée pour la diffusion. La probabilité d'avoir une direction $\mathbf{u}$ est donc modulée par un terme en cosinus de l'angle entre $\mathbf{u}$ et $\mathbf{d}$, dont l'amplitude est donnée par la constante α (comprise entre 0 et 1). On reconnaît sous cette forme les premiers termes (monopôle + dipôle) d'un développement sur les harmoniques sphériques de ce qui sera la distribution angulaire des rayons cosmiques par la suite.

La densité de courant J_z , correspondant au bilan net des particules traversant une surface élémentaire perpendiculaire à l'axe Oz pendant une seconde peut s'écrire au premier ordre :

$$J_z = \frac{1}{4\pi\tau} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} d\varphi \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^\lambda d\ell [1 + \alpha \mathbf{d} \cdot \mathbf{u}(\theta, \varphi)] \left(-2\ell \mathbf{u}(\theta, \varphi) \cdot \vec{\nabla} n(\mathbf{r}) \right) \quad (6.8)$$

où (θ, φ) désignent les coordonnées sphériques d'axe Oz .

En effectuant l'intégration, la valeur de J_z s'exprime sous la forme :

$$J_z = -\frac{1}{6} \lambda c \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{3} \alpha c d_z n(\mathbf{r}) \quad (6.9)$$

où d_z est la composante du vecteur $\mathbf{d}$ sur l'axe des z . Le même calcul peut être mené pour les autres composantes de $\mathbf{J}$ ce qui permet d'obtenir la relation :

$$\mathbf{J} = -D \vec{\nabla} n(\mathbf{r}) + \frac{1}{3} \alpha c n(\mathbf{r}) \mathbf{d} \quad (6.10)$$

dans laquelle $\mathbf{v} = \frac{1}{3} \alpha c n(\mathbf{r}) \mathbf{d}$, qui s'identifie à une "vitesse d'advection", correspondant au

mouvement de dérive globale qui est imposé aux particules.

En effet, remplaçant l'expression de $\mathbf{J}$ dans l'équation de conservation du nombre de particules, l'équation de la diffusion/advection s'écrit :

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D \Delta n(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v} \cdot \vec{\nabla} n(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (6.11)$$

La solution de l'équation de diffusion avec advection pour une injection des particules en $\mathbf{r} = 0$ et $t = 0$ est donnée par la gaussienne :

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)^2}{4Dt}\right) \quad (6.12)$$

faisant apparaître explicitement le mouvement d'ensemble à vitesse $\mathbf{v}$ des particules, avec la même dispersion que dans le cas isotrope.

En écrivant comme précédemment l'équation ci-dessus sous sa forme exprimée en fonction des quantités de la marche aléatoire n et λ , la densité de probabilité de présence après N pas est donnée par :

$$p(\mathbf{r}, N) = \left(\frac{2\pi N\lambda^2}{3}\right)^{-3/2} \exp\left(-\frac{3(\mathbf{r} - N\alpha\mathbf{d}/3)^2}{2N\lambda^2}\right). \quad (6.13)$$

qui est donc une gaussienne centrée sur $N\alpha\mathbf{d}/3$, d'écart type $\sigma = \sqrt{\frac{N\lambda^2}{3}}$.

Le coefficient α que nous avons introduit dans l'expression de la densité de probabilité $p(\mathbf{u})$ correspondra alors directement à l'amplitude du dipôle modulant la distribution angulaire des RCs, et le vecteur $\mathbf{d}$ indiquera sa direction. L'équation 6.13 permettra de quantifier la dispersion théoriques des valeurs reconstruites des paramètres du dipôle, lors de l'analyse d'un lot de données contenant N directions d'arrivées.

Chapitre 7

Reconstruction des anisotropies à grande échelle avec la méthode SAP

Résumé du chapitre :

La méthode SAP permet, à partir d'un lot de données contenant la direction d'arrivée des rayons cosmiques sur la sphère céleste, d'estimer l'amplitude et la direction d'une éventuelle anisotropie dipolaire ou quadrupolaire présente dans ces données. Elle généralise la procédure d'analyse de Rayleigh habituellement utilisée, qui ne permet pas de remonter directement aux paramètres de l'anisotropie (amplitude et direction). La méthode SAP s'applique dans le cas où le détecteur considéré possède une couverture totale ou partielle du ciel, sans être pour autant uniforme.

La capacité du détecteur à mesurer une anisotropie précisément avec la méthode peut être caractérisée par un seul nombre, la puissance de reconstruction, qui dépend de la forme de la fonction d'exposition du détecteur en question.

Dans le cas d'une couverture partielle, la puissance de reconstruction du dipôle dépend de l'hypothèse que l'on fait sur la distribution angulaire : la puissance de reconstruction du dipôle diminue lorsque l'on autorise la présence de modes plus élevés, comme le quadripôle, dans la distribution angulaire.

Le calcul de la signification des amplitudes d'anisotropies reconstruites par la méthode SAP permet de tester efficacement l'hypothèse d'isotropie de la distribution angulaire.

7.1 Reconstruction d'un dipôle avec couverture totale et uniforme du ciel

La distribution angulaire du flux de rayons cosmiques est supposée, dans cette première approche, être écrite sous la forme :

$$\Phi(\mathbf{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi}(1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u}), \quad (7.1)$$

où le flux différentiel, Φ , dans la direction $\mathbf{u}$, consiste en une partie isotrope, $\Phi_0/4\pi$, modulée en $\cos(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{D}})$ par une composante dipolaire. Dans la cadre de cette paramétrisation, $\mathbf{D}$ ¹ est un vecteur unitaire pointant dans la direction du dipôle, et α est l'amplitude du dipôle par rapport au flux isotrope : $0 \leq \alpha \leq 1$. Le flux est donc augmenté d'un facteur $1 + \alpha$ dans la direction de $\mathbf{D}$ et réduit de $1 - \alpha$ dans la direction opposée. L'amplitude de l'anisotropie est généralement définie comme

$$\delta = \frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{\Phi_{\max} + \Phi_{\min}} \quad (7.2)$$

où $\Phi_{\max}$ et $\Phi_{\min}$ sont respectivement les valeurs maximales et minimales du flux. L'amplitude δ vaut exactement α dans le cas de cette paramétrisation du dipôle. Cette écriture du flux peut être vue comme les deux premiers termes du développement de la distribution angulaire sur les harmoniques sphériques : ordre 0 (monopôle) + ordre 1 (dipôle). Le but de la méthode est d'estimer les paramètres Φ_0 , α et $\mathbf{D}$ à partir des données mesurées par une expérience détectant les rayons cosmiques. Il faut donc déterminer quatre observables : la normalisation du flux (monopôle), une amplitude (dipôle) et les deux angles définissant $\mathbf{D}$. Dans cette première approche, le détecteur en question est supposé donner une exposition de la totalité du ciel. La probabilité de détecter un événement est donc indépendante de la direction d'arrivée. Il est bien évident qu'un tel détecteur idéal n'existe que dans l'esprit du physicien, mais cet exemple simple permet de comprendre facilement le principe de la méthode et a le mérite de conduire à des résultats totalement exprimables sous forme analytique, ce qui n'est plus le cas lorsque l'on adopte un modèle plus réaliste.

En écrivant le flux sous la forme (7.1), les paramètres du dipôle sont reliés aux moments

¹ à ne pas confondre avec le coefficient de diffusion D rencontré précédemment...

de la distribution $\Phi(\mathbf{u})$ par les relations :

$$\Phi_0 = \int \Phi(\mathbf{u})d\Omega \quad \text{et} \quad \alpha \mathbf{D} = \frac{3}{\Phi_0} \int \mathbf{u}\Phi(\mathbf{u})d\Omega. \quad (7.3)$$

où la sommation s'effectue sur tout le ciel. Le principe de la méthode est donc de déterminer à partir des données expérimentales la valeur des intégrales I_0 et $\mathbf{I}$ définies par :

$$I_0 = \int \Phi(\mathbf{u})d\Omega \quad \text{et} \quad \mathbf{I} = \int \mathbf{u}\Phi(\mathbf{u})d\Omega. \quad (7.4)$$

afin de reconstruire le vecteur dipôle comme étant $\alpha \mathbf{D} = 3\mathbf{I}/I_0$.

Pour calculer les moments I_0 et $\mathbf{I}$ à partir des directions d'arrivée des événements, divisons formellement le ciel en une série de pixels $\{(i, j)\}$, couvrant chacun l'angle solide $\delta\omega_{i,j}$. En notant $N_{i,j}$ le nombre de rayons cosmiques observés dans la direction du pixel (i, j) , le nombre différentiel d'événements détectés dans la direction $\mathbf{u}$, dans $d\Omega$, s'écrit alors :

$$\frac{dN}{d\Omega}(\mathbf{u})d\Omega = \Phi(\mathbf{u})\mathcal{E}_0 d\Omega \longrightarrow N_{i,j} = \Phi_{i,j}\mathcal{E}_0 \delta\omega_{i,j}. \quad (7.5)$$

où $\mathcal{E}_0$ est l'exposition de la région du ciel $d\Omega$ (en $\text{m}^2.\text{s}$), supposée être identique pour toutes les régions du ciel. La valeur de $\mathcal{E}_0$ ne jouant aucun rôle, nous utiliserons $\mathcal{E}_0 = 1 \text{ m}^2.\text{s}$, dans cet exemple simplifié afin d'écrire les résultats sous une forme qui permettra de visualiser plus facilement une analogie avec le processus de marche aléatoire. Il faut cependant garder à l'esprit le fait que $\mathcal{E}_0$ a la dimension de $\text{m}^2.\text{s}$, pour conserver l'homogénéité des équations. Avec cette écriture, $N_{i,j}$ est donc une valeur approchée de la fonction que nous cherchons à intégrer : en sommant sur tout les pixels la valeur de $N_{i,j}$, nous obtenons donc une estimation de l'intégrale. Pour une fonction f donnée sur la sphère, nous utilisons donc la correspondance suivante :

$$\int f(\mathbf{u})d\Omega \longrightarrow \sum_{(i,j)} f_{i,j} \delta\omega_{i,j}. \quad (7.6)$$

Les versions discrètes des moments I_0 et $\mathbf{I}$, que l'on notera S_0 et $\mathbf{S}$, sont obtenues grâce aux relations :

$$I_0 \rightarrow S_0 = \sum_{(i,j)} N_{i,j} \quad \text{et} \quad \mathbf{I} \rightarrow \mathbf{S} = \sum_{(i,j)} N_{i,j} \mathbf{u}_{i,j}, \quad (7.7)$$

où $\mathbf{u}_{i,j}$ est le vecteur unitaire dans la direction du pixel (i, j) .

La dernière étape consiste à changer les sommes sur toutes les directions (sommes sur les pixels) en sommes sur tous les événements. Pour la réaliser, il faut remarquer que lorsque l'on somme sur tous les événements appartenant à un même pixel (i, j) , on somme en réalité $N_{i,j}$ fois la valeur correspondante. Pour une fonction quelconque $F(\mathbf{u})$ sur la sphère, ayant $F_{i,j}$ comme valeur dans la direction (i, j) et F_k dans la direction de l'événement k , alors le lien entre une sommation sur les directions et sur les événements s'écrit :

$$\sum_{(i,j)} N_{i,j} F_{i,j} = \sum_k F_k, \quad (7.8)$$

où la première somme s'effectue sur les pixels, et la seconde sur les événements.

En appliquant cette égalité à l'équation (7.7), et en identifiant la fonction $F(\mathbf{u})$ à l'identité ($F(\mathbf{u}) = 1$) d'une part, et à $F(\mathbf{u}) = \mathbf{u}$ d'autre part, la version discrète des équations (7.4) s'écrit finalement :

$$S_0 = \sum_k 1 = N \quad \text{et} \quad \mathbf{S} = \sum_k \mathbf{u}_k, \quad (7.9)$$

où les sommes sont effectuées sur tous les N événements du lot de données.

Les quatre sommes discrètes ci-dessus, S_0 et $\mathbf{S}$, peuvent être directement calculées à partir des données, et la dérivation des paramètres du dipôle découle alors de l'identification entre ces sommes et I_0 et $\mathbf{I}$, dont l'expression est donnée en (7.4). L'amplitude du dipôle et sa direction sont alors estimée grâce à la relation $\alpha \mathbf{D} = 3\mathbf{S}/S_0$, d'où l'on tire :

$$\alpha = \frac{3}{S_0} \|\mathbf{S}\| = \frac{3}{N} \left\| \sum_k \mathbf{u}_k \right\|, \quad (7.10)$$

et

$$\mathbf{D} = \frac{\mathbf{S}}{\|\mathbf{S}\|}. \quad (7.11)$$

L'estimation de ces paramètres est bien entendu d'autant plus précise que le nombre total d'événements est grand. L'étude de la précision de cette reconstruction est présentée dans la suite de ce chapitre.

Le lecteur attentif aura bien sûr remarqué la correspondance entre l'écriture du vecteur dipôle $\alpha \mathbf{D}$ comme une somme de vecteurs $\mathbf{u}_k$ et le vecteur position $\mathbf{r}$ correspondant à la distance parcourue au cours d'une marche aléatoire à trois dimensions, de pas $\lambda = 3/N$. Cette équivalence est très intéressante, et va permettre de caractériser la distribution attendue

du vecteur dipôle, en s'appuyant sur les résultats démontrés précédemment lors de l'étude du processus de marche aléatoire et de diffusion. Malheureusement, le parallèle est beaucoup moins élégant lorsque le détecteur considéré n'est plus parfait, c'est à dire dans le cas où sa couverture du ciel n'est plus ni uniforme ni totale. Le cas idéal (couverture totale et uniforme) sera donc étudié analytiquement par la suite, à titre d'exemple pour la méthode, et sa généralisation sera présentée de manière qualitative, les résultats étant obtenus par ailleurs par simulation numérique.

7.2 Le cas d'une couverture totale non uniforme

Le premier raffinement qui peut être apporté au modèle idéal décrit précédemment est la prise en compte de la non uniformité de la couverture du ciel. En effet, tous les détecteurs utilisés pour observer les rayons cosmiques sont plus sensibles dans certaines directions que dans d'autres : en fonction de sa latitude sur Terre, une expérience ne "voit" pas les différentes régions du ciel pendant la même durée. De plus, l'efficacité de détection peut dépendre de l'angle d'incidence local que fait la particule avec le sol, de sa nature et de son énergie ou encore d'autres effets liés au fonctionnement du détecteur. Le calcul de la surface effective de détection du SD de l'Observatoire Pierre Auger développé précédemment dans cette thèse explique de façon détaillée quelle est l'influence des différents paramètres physiques sur l'efficacité de reconstruction.

À partir de cette connaissance, la *carte de couverture* permet de connaître l'*exposition* obtenue par le détecteur, $\mathcal{E}(\mathbf{u})$ (en $\text{m}^2 \cdot \text{s}$), d'une région du ciel dans la direction $\mathbf{u}$, à un angle solide $d\Omega$ près. La méthode de reconstruction du dipôle précédente se généralise au cas où d'une exposition non uniforme de la manière suivante : le nombre $N_{i,j}$ d'événements observés dans la direction du pixel (i, j) s'écrit maintenant :

$$\frac{dN}{d\Omega}(\mathbf{u})d\Omega = \Phi(\mathbf{u})\mathcal{E}(\mathbf{u})d\Omega \longrightarrow N_{i,j} = \Phi_{i,j}\mathcal{E}_{i,j}\delta\omega_{i,j}. \quad (7.12)$$

où $\mathcal{E}_{i,j}$ représente l'exposition associée au pixel (i, j) . Or, la quantité que nous cherchons à mesurer est le flux $\Phi(\mathbf{u})$ sous-jacent, correspondant à un nombre d'événements $\tilde{N}_{i,j}$, corrigé de

l'exposition, défini par la relation :

$$\frac{d\tilde{N}}{d\Omega}(\mathbf{u})d\Omega = \frac{1}{\mathcal{E}(\mathbf{u})} \Phi(\mathbf{u})d\Omega \longrightarrow \tilde{N}_{i,j} = \frac{N_{i,j}}{\mathcal{E}_{i,j}}. \quad (7.13)$$

Les sommes S_0 et $\mathbf{S}$, approchant les intégrales I_0 et $\mathbf{I}$ représentant les moments du flux Φ ont alors pour nouvelle expression :

$$S_0 = \sum_{(i,j)} \frac{N_{i,j}}{\mathcal{E}_{i,j}} \quad \text{et} \quad \mathbf{S} = \sum_{(i,j)} \frac{N_{i,j} \mathbf{u}_{i,j}}{\mathcal{E}_{i,j}}, \quad (7.14)$$

qui peuvent être réécrites sous la forme de sommes sur tous les événements :

$$S_0 = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} \quad \text{et} \quad \mathbf{S} = \sum_k \frac{\mathbf{u}_k}{\mathcal{E}_k}, \quad (7.15)$$

dans laquelle $\mathcal{E}_k$ représente l'exposition associée à l'événement k . Par construction, l'amplitude et la direction du dipôle sont finalement déterminés par les mêmes relations valables pour le cas où l'exposition est uniforme :

$$\alpha = 3 \frac{\|\mathbf{S}\|}{S_0} \quad \text{et} \quad \mathbf{D} = \frac{\mathbf{S}}{\|\mathbf{S}\|}. \quad (7.16)$$

Le principe de la méthode reste donc le même, les directions d'arrivées des rayons cosmiques sont seulement pondérées par un facteur égal à l'inverse de l'exposition dans la direction considérée, afin de prendre en compte la non uniformité de la couverture du ciel.

Cette procédure de reconstruction d'un dipôle a été proposée pour la première fois par Sommers [74]. Le travail effectué au cours de cette thèse a consisté à reformuler, optimiser et généraliser cette méthode au cas où la couverture du ciel est partielle, et au cas d'une anisotropie quadripolaire quelconque. C'est cette reformulation qui nous a permis de montrer que, contrairement à ce qui est affirmé dans l'article original, une reconstruction de l'anisotropie est possible même en l'absence d'une couverture complète du ciel.

7.3 Généralisation au cas de couverture partielle du ciel

La méthode de reconstruction présentée ci-dessus n'est pas applicable directement dans le cas où l'exposition d'une partie du ciel est nulle : en effet, les sommes discrètes décrites dans

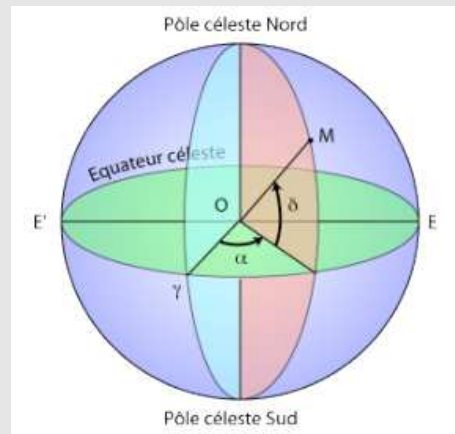
l'équation (7.14) n'ont pas de sens si leur dénominateur s'annule. Cependant, le raisonnement qui a conduit à la dérivation des formules (7.16) indique que cette méthode est généralisable, bien que plus compliquée du point de vue algébrique. La simplicité de la procédure précédente est due au fait que la matrice donnant I_0 et $\mathbf{I}$ en fonction des paramètres du dipôle, α et $\mathbf{D}$, peut être directement inversée pour donner α et $\mathbf{D}$ en fonction des moments de Φ , ou de leur versions discrètes S_0 et $\mathbf{S}$, indiquées dans (7.16). La même procédure peut être suivie dans le cas d'une exposition partielle du ciel.

Les sommes décrites dans (7.16) étant calculées sur les événements détectés, il est clair que les expositions $\mathcal{E}_k$ au dénominateur ne peuvent pas être nulles, même si des parties du ciel ont une exposition nulle. Par ailleurs, afin d'identifier S_0 et $\mathbf{S}$ avec leurs moments correspondants, il suffit de limiter l'intégration au domaine du ciel où l'exposition est non nulle. Pour un détecteur au sol donné fonctionnant pendant une longue période de temps (un an minimum²), la région du ciel couverte sera toujours délimitée par des lignes de déclinaison constantes, c'est à dire indépendantes de l'ascension droite (Right Ascension ou RA par la suite). Ceci est une conséquence directe de la rotation de la Terre sur elle-même et autour du Soleil.

Coordonnées équatoriales

Les coordonnées équatoriales permettent de repérer la position des étoiles sur la sphère céleste à l'aide de deux angles : la déclinaison δ , qui est mesurée en degrés à partir de l'équateur céleste (projection de l'équateur terrestre), et l'ascension droite, notée α sur la figure ci-contre, qui est l'analogue de la longitude terrestre. Nous utiliserons cependant la notation anglo-saxonne RA (Right Ascension) pour éviter toute confusion avec l'écriture de l'amplitude du dipôle. L'ascension droite est comptée positivement vers l'Est de 0 à 24 heures, à partir du point vernal, noté γ , correspondant à l'une des deux intersections de l'écliptique (définissant le plan dans lequel s'effectue la rotation de la Terre autour du Soleil) avec l'équateur céleste. La correspondance avec les coordonnées sphériques (θ, φ) du physicien, avec l'axe des z dirigé vers le Pôle Nord céleste, est donnée par : $\delta \rightarrow 90^\circ - \theta$ et

$$\alpha \text{ (en } ^\circ \text{)} \rightarrow \varphi.$$



Par la suite, la partie du ciel observée par le détecteur (exposition non-nulle) sera considérée

²ou même une journée si le détecteur fonctionne jour et nuit...

comme étant comprise entre les déclinaisons $\delta_{\min}$ et $\delta_{\max}$ (cf encadré), correspondant à $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$.

La méthode ne requiert pas nécessairement une exposition indépendante de l'ascension droite (ce qui est généralement le cas des expériences réalistes soumises à des variations de leur efficacité de détection au cours du temps), mais uniquement le fait que si un point sur la sphère céleste est observé à une déclinaison δ , alors tous les autres points ayant la même déclinaison sont également observés (avec une exposition pouvant être différente) quel que soit leur RA.

Les moments d'ordre zéro et un du flux de rayons cosmiques Φ peuvent donc être réécrits sous la forme :

$$I_0 = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \Phi(\mathbf{u})$$

$$\text{et } \mathbf{I} = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \mathbf{u} \Phi(\mathbf{u}), \quad (7.17)$$

où l'intégration est limitée aux régions observables du ciel. Le calcul des intégrales est effectué en remplaçant $\Phi(\mathbf{u})$ par son expression (7.1) :

$$I_0 = \frac{\Phi_0 d}{4} (2 + s\alpha D_z)$$

$$I_x = \frac{\Phi_0 d}{4} (1 - \gamma)\alpha D_x$$

$$I_y = \frac{\Phi_0 d}{4} (1 - \gamma)\alpha D_y$$

$$I_z = \frac{\Phi_0 d}{4} (s + 2\gamma\alpha D_z) \quad (7.18)$$

où les constantes d , s et p sont les différences, sommes et produits suivants :

$$d = \cos \theta_{\min} - \cos \theta_{\max}$$

$$s = \cos \theta_{\min} + \cos \theta_{\max} \quad (7.19)$$

$$p = \cos \theta_{\min} \times \cos \theta_{\max}$$

et γ est donné par l'expression

$$\gamma \equiv \frac{s^2 - p}{3}. \quad (7.20)$$

Le système d'équations (7.18) ainsi obtenu peut être inversé pour donner les relations entre les composantes du vecteur dipôle en fonction des moments :

$$\begin{aligned}\alpha D_x &= \frac{I_x}{sI_z - 2\gamma I_0} \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\ \alpha D_y &= \frac{I_y}{sI_z - 2\gamma I_0} \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\ \alpha D_z &= \frac{sI_0 - 2I_z}{sI_z - 2\gamma I_0}\end{aligned}\tag{7.21}$$

De façon similaire au cas de couverture totale du ciel, les paramètres du dipôle sont estimés à partir des versions discrètes de I_0 et $\mathbf{I}$, qui sont toujours données par les équations (7.15). L'orientation du dipôle est reconstruite comme étant la direction du vecteur dans le membre de droite de l'équation (7.21), et son amplitude α comme étant sa norme. L'amplitude du dipôle reconstruit s'écrit donc :

$$\alpha_{\text{rec}} = \sqrt{\frac{(\frac{\gamma-p}{\gamma-1})^2(S_x^2 + S_y^2) + (sS_0 - 2S_z)^2}{(2\gamma S_0 - sS_z)^2}}.\tag{7.22}$$

Cette expression se réduit à $\alpha_{\text{rec}} = \frac{3}{S_0} \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2}$, comme attendu, dans le cas d'une expérience possédant une couverture totale du ciel ($s = 0$, $d = 2$, $p = -1$, $\gamma = 1/3$).

7.4 Puissance de reconstruction et efficacité de la méthode

L'étude de l'efficacité de reconstruction d'un dipôle avec la méthode SAP (Sommers Aublin Parizot) est présentée dans cette partie avec la même démarche qui a guidé le travail de thèse : les résultats ont été obtenus grâce aux simulations numériques et ont été confirmés ensuite théoriquement. Ce choix de présentation est donc principalement motivé par l'aspect "historique" de l'élaboration de la méthode. Les raffinements et généralisations de la procédure seront donc présentés successivement, en partant du cas le plus simple et en allant vers une modélisation plus réaliste et plus complexe. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans *Astronomy and Astrophysics* [73].

7.4.1 Principe des simulations numériques et exposition relative

Afin d'estimer la précision de l'estimation des paramètres du dipôle, j'ai généré un grand nombre de lots de données, correspondant chacun à une distribution de directions d'arrivées modulée par un dipôle de caractéristiques connues, auxquels j'ai appliqué la méthode de reconstruction pour calculer les sommes S_0 et $\mathbf{S}$ et reconstruire ainsi le dipôle. Pour étudier l'influence du nombre d'événements sur la précision de reconstruction, j'ai utilisé des lots de données de tailles différentes, pouvant contenir de 1000 jusqu'à un million d'événements.

De façon concrète, la génération d'un lot de données consiste à tirer aléatoirement N directions sur le ciel, c'est-à-dire N paires d'angles (θ_i, φ_i) représentant les directions d'arrivée des rayons cosmiques, avec une probabilité $\mathcal{P}(\mathbf{u}) = \Phi(\mathbf{u}) \times \mathcal{E}(\mathbf{u})$, où $\Phi(\mathbf{u})$ est donné par l'équation (7.1) et $\mathcal{E}(\mathbf{u})$ dépend de l'expérience considérée. La normalisation de l'exposition ne jouant aucun rôle dans la reconstruction du dipôle, $\mathcal{E}(\mathbf{u})$ désignera par la suite l'exposition relative dans la direction $\mathbf{u}$, dont la valeur est par définition comprise entre 0 et 1. Le tirage aléatoire des événements suivant la loi de probabilité $\Phi(\mathbf{u})$ utilise la méthode d'acceptance-réjection : θ_i et φ_i sont tirés uniformément sur la sphère, puis un nombre aléatoire z est tiré uniformément entre $\Phi_{\min}$ et $\Phi_{\max}$. Si z est inférieur à $\mathcal{P}(\theta_i, \varphi_i) = \Phi(\theta_i, \varphi_i) \times \mathcal{E}(\theta_i, \varphi_i)$, l'événement est conservé, et ce jusqu'à ce que le lot de données contienne N couples (θ_i, φ_i) .

A titre d'illustration, une fonction d'exposition similaire à celle de l'Observatoire Pierre Auger sera utilisée par la suite, dans le cas du site Sud seul et dans le cas où les deux sites sont présents. La méthode sera appliquée plus loin au cas de l'exposition effective atteinte par l'OPA depuis 2004, mais pour la présente étude, nous utiliserons la fonction d'exposition théorique correspondant à des énergies où la probabilité de détection est toujours égale à un, indépendamment de l'angle d'incidence du rayons cosmique. La surface effective de détection est alors donnée simplement par le produit de la surface au sol multipliée par $\cos \theta_z$, où θ_z est l'angle zénithal local. L'exposition d'un point donné dans le ciel (déclinaison, δ , et ascension droite, RA, en coordonnées équatoriales) est donc obtenue en intégrant le trajet de ce point dans le ciel vu localement par le détecteur, dépendant de la latitude du site expérimental. Dans le cadre de notre approximation, l'exposition est considérée comme étant uniforme en ascension droite.

J'ai donc calculé (numériquement) l'exposition relative correspondant à un ou deux sites de détections de type Auger, situés à une latitude de $\lambda_{\text{sud}} \simeq -35^\circ$ pour le sud et $\lambda_{\text{nord}} \simeq +39^\circ$

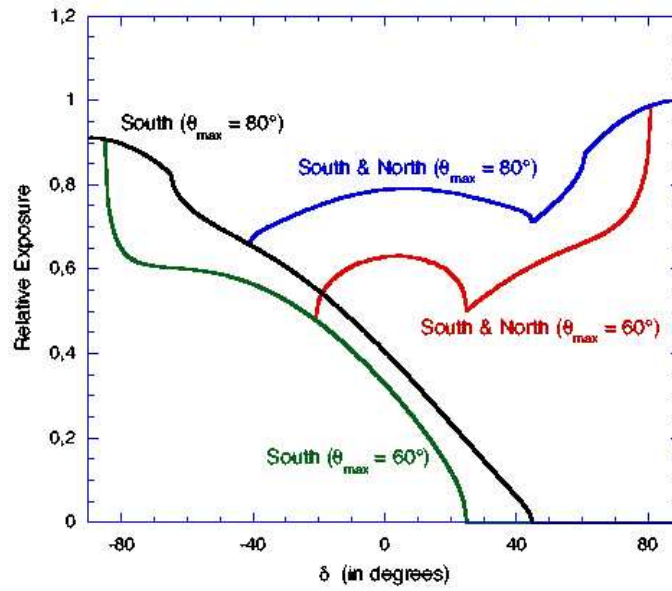


FIG. 7.1 – Exposition relative de l'Observatoire Pierre Auger (pour un ou deux sites expérimentaux) en fonction de la déclinaison en coordonnées équatoriales. Pour chacune de ces deux configurations, l'exposition est calculée pour un angle zénithal de détection maximal de 60° ou 80° .

pour le nord. La figure (7.1) présente l'évolution de l'exposition relative des deux configurations de l'Observatoire Pierre Auger en fonction de la déclinaison. La forme de ces fonctions dépend fortement de la valeur maximale de l'angle zénithal local jusqu'à laquelle les événements peuvent être analysés : dans le cas de l'OPA, à l'heure actuelle il existe deux méthodes de reconstruction des événements, la première s'appliquant aux gerbes peu inclinées ($\theta_z \leq 60^\circ$), tandis que la seconde permet de reconstruire les événements ayant $\theta_z \geq 70^\circ$. Dans le cadre de cette étude, j'ai donc calculé les fonctions d'exposition dans l'hypothèse $\theta_z = 60^\circ$, 70° et 80° , afin de mettre en évidence l'intérêt pour l'étude des anisotropies d'augmenter l'angle de détection maximal : plus θ_z est grand, plus la portion de ciel observable est étendue. Dans le cas où les deux sites de l'Observatoire Pierre Auger sont présents, la totalité du ciel est observable avec $\theta_z = 60^\circ$, augmenter θ_z permet simplement dans ce cas d'accumuler plus d'événements et de se rapprocher du cas idéal d'exposition uniforme.

Les différentes fonctions d'exposition relative ayant été tabulées, j'ai donc étudié la précision de reconstruction pour différentes valeurs de l'amplitude α et de l'orientation (θ_d, φ_d) du dipôle, en fonction de la taille N du lot de données. Dans chaque cas, un grand nombre de lots de

données (10^4) est généré et reconstruit, permettant de comparer la distribution du dipôle estimé à celle définie en entrée de la simulation.

7.4.2 Reconstruction des paramètres du dipôle

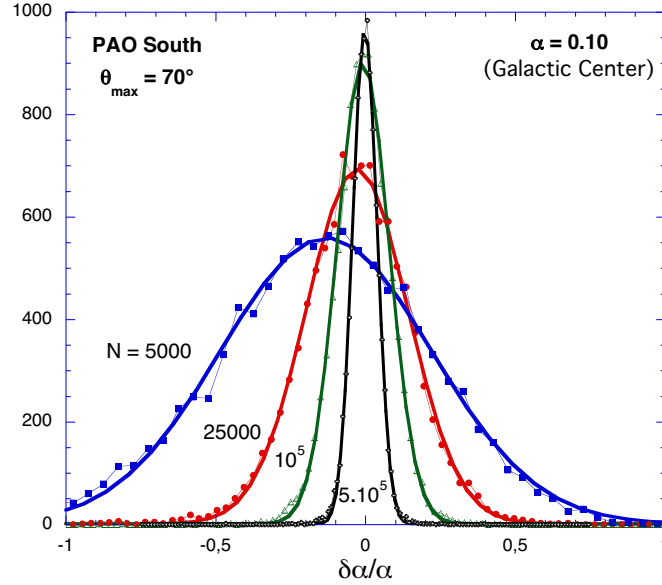


FIG. 7.2 – Distribution de l’erreur relative sur l’amplitude du dipôle reconstruit pour différentes tailles N du lot de données, dans le cas du site sud de l’OPA pour un angle zénithal maximum de 70° . Le dipôle présent dans chaque lot de données est orienté vers le centre galactique, et possède une amplitude de 10% ($\alpha = 0.1$).

Estimation de l’amplitude du dipôle À titre d’exemple, la distribution des amplitudes reconstruites est représentée sur la figure 7.2 pour différentes valeurs de N , dans l’hypothèse d’un lot de données contenant un dipôle de 10% d’amplitude ($\alpha = 0.1$) orienté vers le centre galactique. La fonction d’exposition utilisée est celle de l’OPA avec le site sud et $\theta_z = 70^\circ$. La quantité tracée est l’erreur relative sur l’amplitude reconstruite, c’est-à-dire la variable $\delta\alpha/\alpha = (\alpha_{\text{vrai}} - \alpha_{\text{rec}})/\alpha_{\text{vrai}}$. Les distributions de $\delta\alpha$ sont tout à fait compatibles avec une paramétrisation gaussienne, même dans le cas d’un relativement faible nombre d’événements. Dans le cas des lots de données de petite taille, la distribution n’est pas centrée sur 0, et la dispersion est grande. Cependant, la valeur moyenne et la dispersion (écart type de la gaussienne) de ces distributions diminuent lorsque le nombre d’événements augmente.

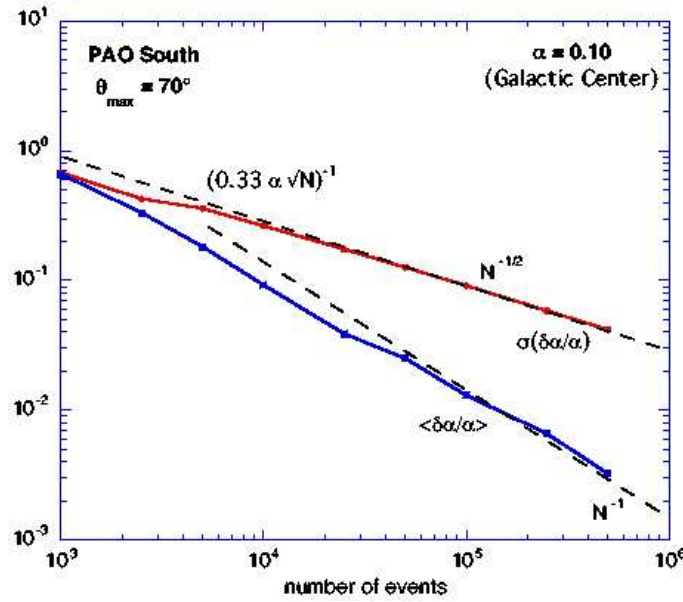


FIG. 7.3 – Evolution de la valeur moyenne (biais) et de la dispersion de la distribution de $\delta\alpha/\alpha$ en fonction du nombre d'événements N , pour un dipôle de 10% orienté vers le centre galactique.

La dépendance en N du biais et de la dispersion de $\delta\alpha/\alpha$ est représentée sur la figure 7.3. La dispersion de l'erreur relative sur l'amplitude du dipôle est proportionnelle à $1/\sqrt{N}$ lorsque N est grand et la valeur moyenne quant à elle est proportionnelle à $1/N$: notre estimateur de l'amplitude du dipôle converge donc bien vers sa valeur attendue. Il est également rassurant de noter que la valeur moyenne reste toujours inférieure à la dispersion.

La figure 7.4 illustre l'évolution de la dispersion de $\delta\alpha/\alpha$ en fonction de α pour différentes valeurs de N (à gauche), et en fonction de N pour différentes valeurs de α (à droite).

De ces courbes peut être tirée la loi générale $\sigma(\delta\alpha/\alpha) \propto (\alpha\sqrt{N})^{-1}$, permettant d'écrire le rapport signal sur dispersion d'une mesure donnée comme :

$$[\sigma(\delta\alpha/\alpha)]^{-1} = K_\alpha \alpha \sqrt{N}, \quad (7.23)$$

où nous avons défini la *puissance de reconstruction* du détecteur, K_α . Ce paramètre caractérise complètement la capacité de l'expérience considérée à mesurer l'amplitude d'une anisotropie dipolaire sous-jacente dans les données. La puissance de reconstruction dépend de la forme de la fonction d'exposition relative, et dans la cas d'une couverture non uniforme, de l'orientation

du dipôle. Dans notre exemple du dipôle orienté vers le centre galactique, observé par le site sud de l'OPA, la puissance de reconstruction est d'environ $K_\alpha = 0.33$, comme on peut le voir sur les ajustements tracés sur la figure 7.4. Avec une puissance de reconstruction $K_\alpha = 0.33$, l'erreur relative sur l'amplitude d'un dipôle de 10% est d'environ 30% avec $N = 10^5$ événements.

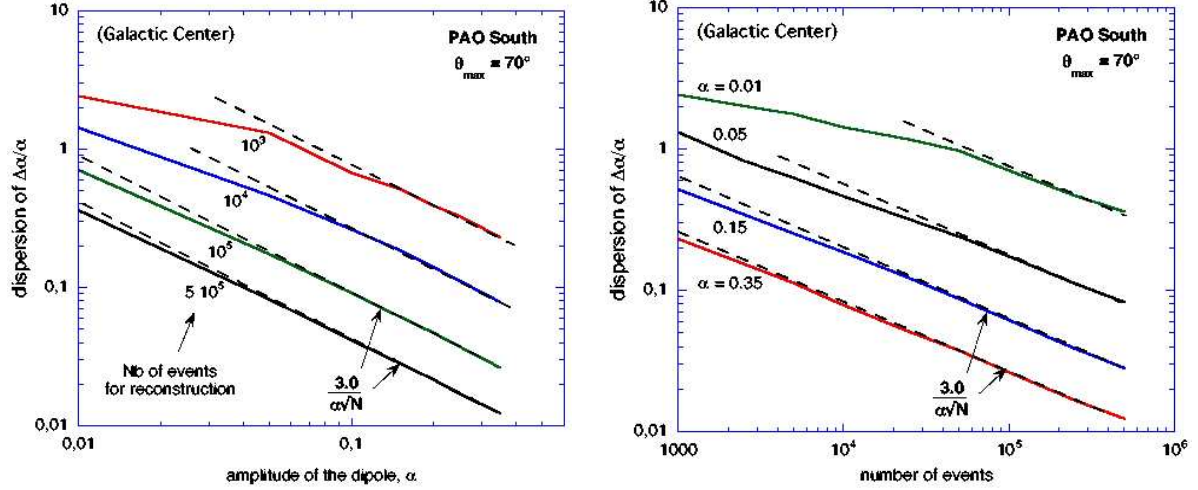


FIG. 7.4 – Evolution de la dispersion de $\delta\alpha/\alpha$, en fonction de α , pour différentes tailles N du lot de données (*gauche*) et en fonction de N , pour différentes valeurs de α (*droite*). Un ajustement de chaque courbe suivant l'équation (7.23) est également représenté.

Estimation de la direction du dipôle De la même façon que précédemment, j'ai étudié la précision de la reconstruction de la direction du dipôle en caractérisant les distributions des angles reconstruits par rapports aux angles initiaux. La figure 7.5 représente les distributions de l'erreur sur la déclinaison reconstruite pour différentes valeurs de N , ainsi que l'évolution du biais et de la dispersion de δ avec N . Les résultats concernant l'ascension droite (RA) sont similaires et ne sont pas représentés ici. Une loi similaire à celle sur l'amplitude du dipôle peut être formulée pour la reconstruction de la déclinaison :

$$\sigma_{\text{dec}} = \frac{1}{K_{\text{dec}} \alpha \sqrt{N}}. \quad (7.24)$$

dans laquelle K_{dec} représente la puissance de reconstruction de la déclinaison. Pour l'exemple de la figure 7.5, avec un dipôle dans la direction du centre galactique observé par le site sud de l'OPA, la puissance angulaire est de $K_{\text{dec}} \simeq 0.28 \text{ rad}^{-1}$, ou si l'on préfère $K_{\text{dec}}^{-1} \simeq 200^\circ$.

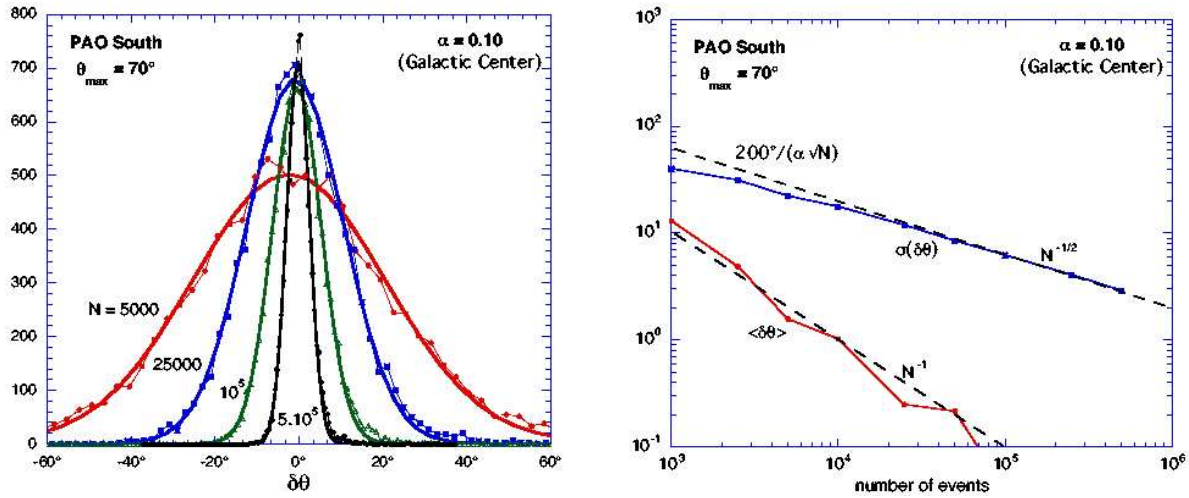


FIG. 7.5 – Distributions de l'erreur relative sur la déclinaison reconstruite (*gauche*), et évolution du biais et de la dispersion correspondant en fonction du nombre d'événements (*droite*). Le dipôle en entrée possède une amplitude $\alpha = 0.1$ et est orienté vers le centre galactique. La fonction d'exposition correspond au site sud de l'OPA, avec $\theta_{\max} = 70^\circ$.

De la même façon, pour la reconstruction de l'ascension droite, la puissance obtenue est $K_{\text{RA}} \simeq 0.38 \text{ rad}^{-1}$, c'est-à-dire $K_{\text{RA}}^{-1} \simeq 150^\circ$. Par exemple, si $\alpha = 0.05$ (comme il pourrait être suggéré par les données d'AGASA pour les rayons cosmiques d'une énergie $\sim 10^{18} \text{ eV}$; [76]) et pour un lot de données de 10^5 événements, la précision de reconstruction angulaire est de l'ordre de 12° pour δ et 9.4° pour RA.

Puissance de reconstruction La puissance de reconstruction du dipôle, définie par K_α pour l'amplitude et par $(K_{\text{dec}}, K_{\text{RA}})$ pour la direction, dépend non seulement de la fonction d'exposition mais également de la direction du dipôle dans le ciel. Afin de caractériser cette dernière dépendance, j'ai calculé la puissance de reconstruction de l'OPA (un ou deux sites) pour différentes orientations du vecteur dipôle. La figure 7.6 montre la variation de K_α en fonction de la déclinaison du dipôle vrai, dans le cas d'un ou deux sites similaires à l'OPA.

Dans le cas de la couverture partielle, la puissance de reconstruction est maximale lorsque le dipôle est dirigé dans une région proche de l'équateur et plus faible lorsque le dipôle est orienté vers un pôle, l'amplitude de la variation pouvant atteindre un facteur ~ 2 . Cette dépendance peut se comprendre qualitativement en remarquant que lorsque le dipôle est orienté vers un des pôles, la région du ciel la mieux observée par l'expérience correspond justement à la partie

où la modulation en cosinus du flux varie le plus lentement.

Lorsque l'expérience peut observer l'ensemble du ciel, la puissance de reconstruction ne dépend pas de l'orientation du vecteur dipôle et est donnée par $K_\alpha \simeq 0,6$ dans le cas de l'OPA complet. Cette valeur est en accord avec celle estimée par Sommers [74] qui obtient 0,65 avec la même fonction d'exposition. Ce résultat n'est pas surprenant car les deux méthodes sont strictement identiques dans le cas de couverture totale. La différence entre ces deux valeurs de K_α peut se comprendre en remarquant que notre estimation est obtenue à partir de lots de données comprenant plus d'événements que dans [74] : le comportement en $1/\sqrt{N}$ de la dispersion de $\delta\alpha/\alpha$ n'est valable qu'à partir d'un nombre d'événements minimum (cf figure 7.2), et la puissance de reconstruction effective déterminée à partir d'un petit lot de données est toujours légèrement supérieure à celle obtenue avec la valeur asymptotique à grand N . L'accord avec [74] est donc tout à fait satisfaisant.

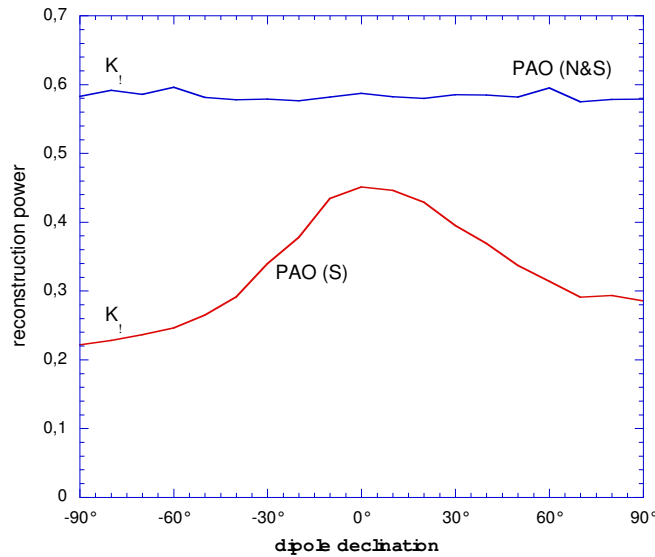


FIG. 7.6 – Comparaison de la puissance de reconstruction de l'amplitude du dipôle en fonction de la déclinaison du dipôle initial, dans le cas d'un ou deux sites de l'OPA.

Du point de vue expérimental, une plus grande puissance de reconstruction implique qu'un dipôle d'amplitude donnée sera reconstruit plus rapidement, c'est-à-dire qu'il sera significatif avec un plus faible nombre d'événements. Quantitativement, l'ajout du site nord de l'Observatoire Pierre Auger permettra de détecter une anisotropie dipolaire avec une puissance sur l'amplitude K_α comprise entre 1.3 et 2.7 fois plus grande, ou d'un facteur deux en moyenne

(pour une direction inconnue du dipôle). Selon l'équation (7.23), cela implique que le nombre d'événements requis pour avoir la même signification sera entre 1.7 et 7.3 fois plus faible, soit 4 fois moins en moyenne, que dans le cas où un seul site est disponible. En considérant que le site nord doublera également l'acceptance de l'OPA, et donc le taux d'acquisition des événements, l'Observatoire Pierre Auger complet pourra mesurer une anisotropie dipolaire en moyenne 8 fois plus rapidement que le site sud seul (ou entre 3.4 et 14.6 en fonction de la direction du dipôle).

Concernant la précision angulaire, l'évolution de la puissance de reconstruction est illustrée sur la figure 7.7 en fonction de la déclinaison du dipôle, pour un ou deux sites expérimentaux. La puissance de reconstruction de la déclinaison K_{dec} , de l'ascension droite K_{RA} et la puissance angulaire totale K_{tot} sont représentées. Cette dernière est obtenue à partir de l'angle γ entre le vecteur dipôle reconstruit et le vrai vecteur, vérifiant la relation :

$$\cos \gamma = \cos \theta_d \cos \theta_{\text{rec}} + \sin \theta_d \sin \theta_{\text{rec}} \cos(\varphi_d - \varphi_{\text{rec}}). \quad (7.25)$$

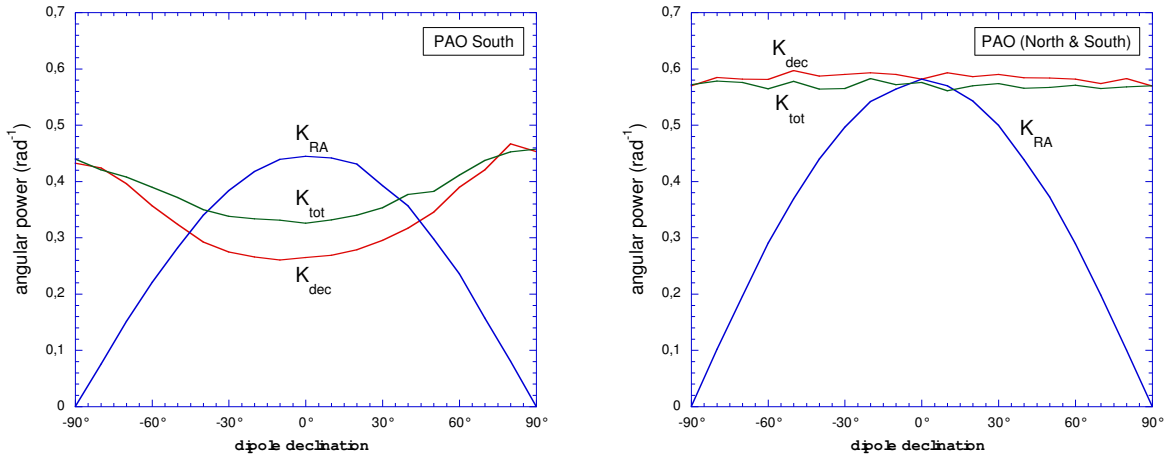


FIG. 7.7 – Puissance de reconstruction angulaire de l'Observatoire Pierre Auger, avec un (*gauche*) ou deux (*droite*) sites expérimentaux, en fonction de la déclinaison du dipôle. La précision angulaire totale K_{tot} , en déclinaison, K_{dec} , et en ascension droite, K_{RA} , sont représentées.

Lorsque la couverture du ciel est partielle, la puissance de reconstruction angulaire dépend de l'orientation du dipôle. La variation de K_{RA} est la plus importante, puisque K_{RA} va jusqu'à

s'annuler pour $\delta_d = \pm 90^\circ$. La raison en est que lorsque le dipôle est ainsi aligné, la distribution des directions d'arrivée des rayons cosmiques est symétrique autour de l'axe des pôles et n'est donc plus modulée en ascension droite. La coordonnée RA du dipôle n'a donc plus de sens, et la puissance correspondante est donc nulle. À l'inverse, la modulation en RA est maximale pour un dipôle dans le plan de l'équateur. La puissance totale de reconstruction angulaire, donnée par K_{tot} , présente une légère dépendance avec la déclinaison du dipôle, de l'ordre de $\pm 15\%$ dans le cas du site sud de l'Observatoire Pierre Auger.

Comme attendu, la précision de reconstruction angulaire dans le cas d'une couverture totale du ciel est indépendante de la direction du dipôle, sauf pour la détermination de l'ascension droite du dipôle qui par définition n'a plus de sens lorsque $\delta_d = \pm 90^\circ$. Quantitativement, dans le cas d'un dipôle de 5% d'amplitude dans un lot de données contenant 10^5 événements, l'OPA complet possède une précision angulaire totale d'environ 6.4° , à comparer avec $\simeq 11^\circ$ pour le site sud seul.

7.5 Traitement analytique du cas de la couverture totale uniforme

Après avoir détaillé le principe de la méthode, et avoir présenté une étude de sa puissance de reconstruction sous un aspect "*expérimental*" (c'est-à-dire basé sur les résultats de simulations numériques), nous allons adopter un point de vue plus "*analytique*" dans cette section pour décrire l'efficacité de reconstruction.

Comme fréquemment en physique, la modélisation détaillée et réaliste d'un phénomène peut rarement être exprimée totalement sous forme analytique. Nous allons donc décrire les résultats qui peuvent être obtenus à partir du cas le plus simple auquel s'applique la méthode : le cas d'un détecteur possédant une couverture totale et uniforme du ciel. Dans ce modèle simplifié, le vecteur dipôle reconstruit s'écrit simplement sous la forme d'une somme sur tous les vecteurs position des événements, comme nous le rappelons ici :

$$\alpha \mathbf{D} = \frac{3}{N} \sum_k \mathbf{u}_k,$$

Il est donc utile et intéressant de se servir à cette étape du parallèle existant avec le proces-

sus de marche aléatoire à trois dimensions que nous avons évoqué précédemment. En effet, le vecteur dipôle reconstruit possède mathématiquement les mêmes propriétés que le vecteur position $\mathbf{r}$ consécutif aux N déplacements aléatoires de longueur $\lambda = 3/N$ d'une particule. Le cas d'une marche aléatoire isotrope correspond donc au cas d'un flux isotrope : chaque pas, correspondant à chaque direction d'arrivée, possède une probabilité de se produire indépendante de la direction. La distribution de $\mathbf{r}$ est alors identique à la distribution de $\alpha\mathbf{D}$ dans le cas d'un flux totalement isotrope.

L'analogie avec le problème de la marche aléatoire est établie par les relations de correspondance suivantes :

$$\mathbf{r} \Leftrightarrow \alpha\mathbf{D} \quad (7.26)$$

$$\lambda \Leftrightarrow \frac{3}{N} \quad (7.27)$$

$$(7.28)$$

dans laquelle $D_{\text{diffusion}}$ est le coefficient de diffusion, la relation entre ce coefficient et le libre parcours moyen λ ayant été démontrée précédemment.

Flux isotrope La densité de probabilité du vecteur dipôle reconstruit, dans le cas où le flux de rayons cosmiques est isotrope, est donc, suivant l'équation 6.2, paramétrisée par une gaussienne à trois dimensions donnée par la relation :

$$p(\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}}, N) = \left(\frac{6\pi}{N}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{N}{6} \|\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}}\|^2\right) \quad (7.29)$$

exprimant la probabilité pour que le vecteur dipôle reconstruit ait pour valeur $\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}}$ à $d^3(\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}})$ près.

Le vecteur dipôle reconstruit possède donc une orientation uniformément répartie sur la sphère : ses trois composantes sont donc distribuées suivant une loi gaussienne de moyenne nulle et d'écart type $\sigma = \sqrt{\frac{3}{N}}$.

À partir de l'équation (7.29), il est possible de calculer la densité de probabilité du module du vecteur dipôle α : en intégrant sur tout les angles le second membre de (7.29), la probabilité

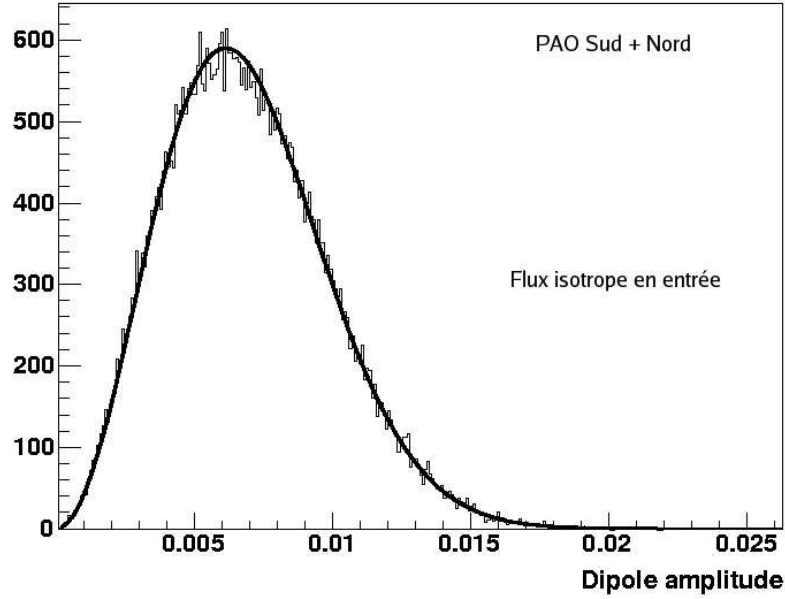


FIG. 7.8 – Distribution de l’amplitude du dipôle reconstruit dans le cas d’un flux isotrope en entrée (j’ai simulé 50 000 réalisations d’un lot de données de 160 000 événements chacun). La fonction d’exposition correspond aux deux sites de l’Observatoire Pierre Auger. Un ajustement de la distribution par la fonction décrite dans l’équation (7.29) est représenté, l’accord est excellent.

de reconstruire α_{rec} à $d\alpha_{\text{rec}}$ près s’écrit alors :

$$p(\alpha_{\text{rec}}, N) = \sigma_{\alpha}^{-3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha_{\text{rec}}^2 \exp\left(-\frac{\alpha_{\text{rec}}^2}{2\sigma_{\alpha}^2}\right) \quad (7.30)$$

où la quantité σ_{α} est donnée par la relation $\sigma_{\alpha} = \sqrt{\frac{3}{N}}$.

La distribution de l’amplitude reconstruite, dans le cas d’un flux isotrope suit donc une loi similaire à celle du module de la vitesse des molécules d’un gaz (cf encadré du chapitre 6), qui tend vers une distribution gaussienne à grand N (ou à petit σ_{α}), d’écart type σ_{α} .

Le calcul précédent est en toute rigueur uniquement valable pour le cas d’une couverture totale et uniforme. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 7.8, lorsque la couverture est totale et que la fonction d’exposition ne possède pas de trop fortes variations, l’expression analytique que nous avons obtenue est une excellente approximation.

Ce résultat permettra de calculer le degré de confiance statistique que l’on peut accorder

à l'hypothèse de l'isotropie du flux observé par une expérience donnée. Nous développerons ce calcul par la suite et discuterons les conclusions qui peuvent en être tirées.

Flux modulé par un dipôle Lorsque la distribution angulaire des rayons cosmiques est modulée par une anisotropie dipolaire, le vecteur dipôle reconstruit s'apparente au vecteur position $\mathbf{r}$ obtenue après une suite de N pas de longueur $\lambda = 3/N$, suivant une marche aléatoire avec advection. La paramétrisation du flux sous la forme Eq. (7.1) est donc l'analogue de l'expression (6.7) de la probabilité de faire un pas dans la direction $\mathbf{u}$. De nouveau, le parallèle avec le problème de la marche aléatoire avec advection nous permet d'obtenir la forme de la densité de probabilité de reconstruire un vecteur dipôle $\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}}$ à $d^3(\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}})$ près, sachant que les N événements sont obtenus à partir d'une distribution angulaire caractérisée par un vecteur dipôle *vrai* d'amplitude α et de direction $\mathbf{D}$:

$$p(\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}}, N) = \left(\frac{6\pi}{N} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{N}{6} \|\alpha_{\text{rec}} \mathbf{D}_{\text{rec}} - \alpha \mathbf{D}\|^2 \right) \quad (7.31)$$

Le vecteur dipôle reconstruit est donc distribué de manière gaussienne autour du vecteur dipôle vrai, avec le même écart type que dans le cas isotrope. L'analogie entre la vitesse d'advection dans le problème de marche aléatoire et le vecteur dipôle vrai est donc établie par la relation de correspondance :

$$\frac{3\mathbf{v}}{c} \Leftrightarrow \alpha \mathbf{D}$$

À partir de l'expression (7.31), il est possible de calculer les distributions du module α_{rec} du vecteur dipôle reconstruit, de l'angle total γ entre $\mathbf{D}$ et $\mathbf{D}_{\text{rec}}$, ainsi que les angles θ_{rec} et φ_{rec} définissant la direction reconstruite. Nous épargnerons au lecteur le détail fastidieux des calculs et nous concentrerons sur les résultats obtenus.

L'intégration sur tous les angles du second membre de l'équation (7.31) permet d'obtenir la distribution de α_{rec} . Pour des valeurs suffisamment grandes du nombre d'événements ($N \gg 1/\alpha^2$), la distribution de l'amplitude reconstruite s'écrit :

$$p(\alpha_{\text{rec}}, N) \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\alpha^2}} \left(\frac{\alpha_{\text{rec}}}{\alpha} \right) \exp \left(-\frac{(\alpha_{\text{rec}} - \alpha)^2}{2\sigma_\alpha^2} \right) \quad (7.32)$$

qui tend vers une gaussienne d'écart type $\sigma_\alpha = \sqrt{3/N}$ lorsque le nombre d'événements est grand.

Le concept de puissance de reconstruction a été introduit lors de l'étude de la précision de la méthode. Nous rappelons l'expression définissant K_α , qui caractérise la puissance de la méthode à mesurer l'amplitude du dipôle :

$$[\sigma(\delta\alpha/\alpha)]^{-1} = K_\alpha \alpha \sqrt{N}. \quad (7.33)$$

Compte tenu de l'expression de l'écart type σ_α que nous avons obtenue, nous pouvons alors prédire la valeur théorique de K_α dans le cas le plus simple où la couverture est totale et uniforme :

$$(K_\alpha)_{\mathcal{E}=1} = \frac{1}{\sigma_\alpha \sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 0.58 \quad (7.34)$$

Cette valeur est donc tout à fait en accord avec celle obtenue en simulation numérique dans le cas d'une fonction d'exposition correspondant aux deux sites de l'Observatoire Pierre Auger : la figure (7.6) montre clairement que la puissance de reconstruction est indépendante de l'orientation du dipôle et pratiquement égale à la valeur théorique 0.58. L'équation (7.32) reste donc une excellente approximation pour une fonction d'exposition dont les variations sont peu importantes sur la sphère, tant que la couverture reste totale. Le cas d'une couverture partielle n'a pas été étudié analytiquement durant ce travail de thèse, cependant, la validité des résultats démontrés dans le cas du modèle simpliste de couverture totale uniforme peut être en partie étendue au cas plus complexe où $\mathcal{E}(\mathbf{u})$ n'est plus constant.

Comme le montrent les figures 7.2 et 7.3, même dans le cas d'une couverture partielle et non uniforme, la distribution de l'amplitude du dipôle reconstruit reste, à grand N , une gaussienne centrée sur la vraie valeur du dipôle et dont l'écart type diminue en $1/\sqrt{N}$. La valeur de la puissance de reconstruction et sa dépendance avec l'orientation du dipôle sont cependant différentes pour chaque fonction d'exposition. L'étude de la précision de reconstruction est donc réalisée à partir des simulations, et appuyée conceptuellement par les calculs analytiques présentés ici même.

La reconstruction angulaire du dipôle est caractérisée par la dispersion des distributions de l'angle γ , provenant de celles de θ_{rec} et φ_{rec} .

La distribution de l'angle γ s'obtient en intégrant l'équation (7.31) sur α_{rec} :

$$p(\gamma, N) = 2\pi \left(\frac{6\pi}{N} \right)^{-3/2} \int_0^\infty d\alpha_{\text{rec}} \alpha_{\text{rec}}^2 \sin \gamma \exp \left(-\frac{N}{6} [\alpha^2 + \alpha_{\text{rec}}^2 - 2\alpha \alpha_{\text{rec}} \cos \gamma] \right) \quad (7.35)$$

où nous avons développé le produit scalaire dans l'argument de l'exponentielle. Lorsque le nombre d'événements est grand, ($N \gg 3/\alpha$), et compte tenu des approximations $\sin \gamma \approx \gamma$ et $\cos \gamma \approx 1 - \gamma^2/2$, la probabilité d'avoir un angle γ à $d\gamma$ près s'écrit :

$$p(\gamma, N) \simeq \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma_\gamma^2} \gamma \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\sigma_\gamma^2}\right) \quad (7.36)$$

avec $\sigma_\gamma^2 = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{3}{N}}$. Comme précédemment, cette distribution tend vers une gaussienne d'écart type σ_γ lorsque N est grand. Dans le cas où le vrai dipôle est orienté le long de l'axe des z , l'équation (7.36) ne peut pas être approximée par une gaussienne, l'angle γ étant par définition compris entre 0 et π . Dans ce cas, par convention, la valeur de la dispersion utilisée est toujours σ_γ .

La puissance de reconstruction de l'angle γ , K_{tot} , est donc donnée par la relation :

$$(K_{\text{tot}})_{\mathcal{E}=1} = \frac{1}{\sigma_\gamma \alpha \sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 0.58 \text{ rad}^{-1}. \quad (7.37)$$

La puissance de reconstruction de la direction du dipôle, définie par $(\theta_{\text{rec}}, \varphi_{\text{rec}})$, s'obtient de la même façon en sommant l'équation (7.31) sur α_{rec} , en écrivant l'élément de volume comme $d^3(\alpha_{\text{rec}}) \mathbf{D}_{\text{rec}} = \alpha_{\text{rec}}^2 d\alpha_{\text{rec}} \sin \theta_{\text{rec}} d\theta_{\text{rec}} d\varphi_{\text{rec}}$.

En intégrant la probabilité (7.31) sur α_{rec} et sur φ_{rec} , avec l'expression (7.25) de $\cos \gamma$, pour les petits angles ($\sin \theta_{\text{rec}} \simeq \theta_{\text{rec}}$ et $\cos(\theta_{\text{rec}} - \theta_d) \simeq 1 - (\theta_{\text{rec}} - \theta_d)^2/2$), on peut montrer que la distribution de l'angle θ_{rec} , pour les grandes valeurs de N ($N \gg 3/\alpha^2$) tend également vers une gaussienne centrée sur θ_d , d'écart type $\sigma_\theta = \sigma_\gamma$ identique à celui de la distribution de l'angle γ . La distribution de l'angle θ_{rec} présente donc le même comportement que celle de l'angle total γ , avec la même puissance de reconstruction :

$$(K_\theta = K_{\text{dec}})_{\mathcal{E}=1} = (K_{\text{tot}})_{\mathcal{E}=1} \approx 0.58 \text{ rad}^{-1}. \quad (7.38)$$

La distribution de l'ascension droite reconstruite, définie par φ_{rec} s'obtient en sommant l'équation (7.31) sur α_{rec} et sur θ_{rec} . En considérant les mêmes approximations que précédemment, et en prenant $\cos(\varphi_d - \varphi_{\text{rec}}) \approx 1 - (\varphi_d - \varphi_{\text{rec}})^2/2$, la probabilité de mesurer φ_{rec} à $d\varphi_{\text{rec}}$ près s'écrit tend également vers une distribution gaussienne centrée autour de φ_d avec un écart type $\sigma_\varphi = \frac{1}{\sin \theta_d} \sigma_\gamma$.

Lorsque le dipôle est aligné sur l'axe z , ($\theta_d = 0$ ou $\theta_d = \pi$), la dispersion de φ_{rec} est infinie, correspondant au fait que l'ascension droite ne soit plus définie dans ce cas. La puissance de reconstruction de l'ascension droite dépend donc de la direction du dipôle, à travers la relation :

$$(K_{RA})_{\mathcal{E}=1} = (K_{\text{tot}})_{\mathcal{E}=1} \times \cos \delta_d \approx \cos \delta_d \times 0.58 \text{ rad}^{-1}. \quad (7.39)$$

La figure 7.7 rencontrée précédemment illustre la puissance de reconstruction angulaire du dipôle obtenue en simulation pour les deux sites de l'Observatoire Pierre Auger. Il est intéressant de remarquer que les résultats analytiques démontrés dans cette section décrivent très bien l'évolution de la puissance de reconstruction angulaire avec la déclinaison du dipôle initial comme représenté sur cette figure.

Les résultats précédents permettent donc de comprendre et de décrire avec précision les caractéristiques de la reconstruction du dipôle, dans le cas d'une couverture totale et uniforme mais aussi dans le cas d'une couverture totale possédant de faibles variations avec la déclinaison. L'analogie entre le problème de la marche aléatoire, la diffusion et la reconstruction d'une anisotropie apporte un éclairage intéressant à l'étude des caractéristiques de notre méthode, et permet de dériver de façon élégante le comportement des paramètres reconstruits.

Dans le cas d'une couverture partielle et non uniforme, l'analogie entre marche aléatoire et reconstruction d'un dipôle ne s'exprime plus simplement, ne permettant plus d'utiliser les solutions connues d'un problème de diffusion pour obtenir celles d'un problème de reconstruction d'anisotropie.

7.6 Généralisation au cas d'une anisotropie quadripolaire

7.6.1 Nécessité d'inclure le quadripôle

Nous avons décrit le principe de la méthode SAP ainsi que la précision de reconstruction qu'il était possible d'atteindre dans le cas où le flux de rayons cosmiques consiste en une partie isotrope modulée par une anisotropie dipolaire. Il est donc naturel de se poser la question suivante : que devient cette analyse si l'anisotropie du flux n'est plus purement dipolaire ?

Comme nous le verrons par la suite, dans le cas où l'expérience considérée observe la totalité du ciel, la présence d'une anisotropie d'ordre plus élevée ne perturbe pas la reconstruction du dipôle. En effet, les différents modes du développement en harmoniques sphériques forment

une base orthogonale pour les fonctions définies sur la sphère. Le monopôle ($l = 0$), le dipôle ($l = 1$), le quadripôle ($l = 2$), etc... sont donc indépendants entre eux et peuvent être reconstruits séparément.

Dans le cas où la couverture est partielle, les différents modes ne sont plus indépendants les uns des autres. La présence de modes plus élevés dans le développement du flux va donc biaiser la valeur du dipôle reconstruite par notre méthode. Il est cependant possible de généraliser notre méthode pour y inclure la reconstruction simultanée d'un dipôle et d'un quadripôle. Nous utiliserons par la suite le terme de reconstruction du dipôle *au 1^{er} ordre*, dans le cas où le vecteur dipôle est estimé à l'aide de la première version de notre méthode, c'est-à-dire en faisant l'hypothèse que le flux de rayons cosmiques est modulé par un pur dipôle. La reconstruction *au 2^{me} ordre*, quant à elle, désignera la reconstruction du dipôle en faisant l'hypothèse que le flux est composé d'un terme dipolaire et d'un terme quadripolaire. Le principe de la généralisation de la méthode SAP au cas du quadripôle est décrit par la suite.

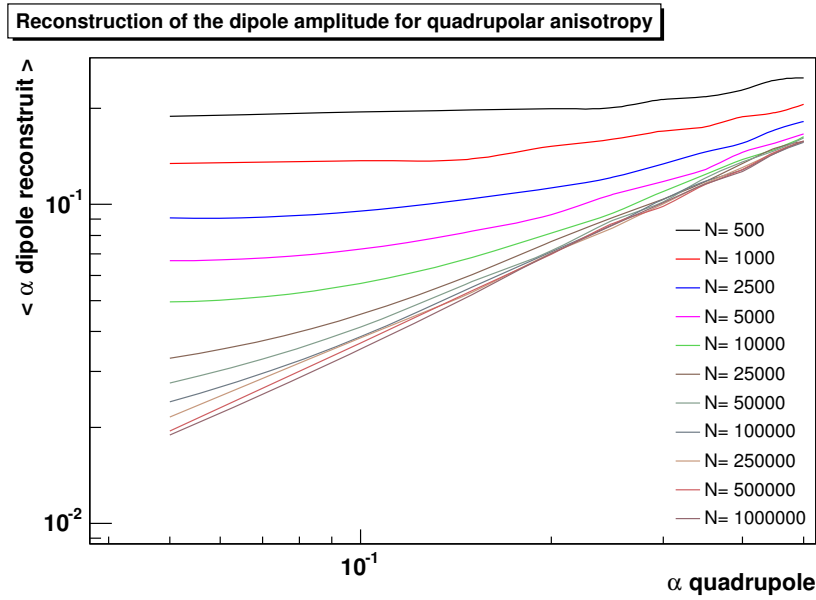


FIG. 7.9 – Valeur moyenne de l'amplitude du dipôle reconstruit avec la méthode de reconstruction au 1^{er} ordre, lorsque le flux est modulé par un pur quadripôle symétrique. L'évolution avec l'amplitude du quadripôle pour différentes valeurs de N est représentée.

Afin d'illustrer la "contamination" du dipôle par les modes plus élevés lorsque la couverture est partielle, j'ai simulé un ensemble de lots de données de différentes tailles, correspondant

à un flux modulé par un pur quadripôle, et j'ai reconstruit le dipôle à l'aide la méthode au 1^{er} ordre. La fonction d'exposition correspond au site sud de l'Observatoire Pierre Auger. Les résultats sont présentés sur les figures (7.9) et (7.10). La valeur moyenne de l'amplitude du dipôle reconstruit sur plusieurs réalisations d'un même lot de données y est représenté en fonction, du nombre d'événements et de l'amplitude du quadripôle (dont la définition similaire à celle du dipôle sera explicitée par la suite). Pour chaque réalisation, la direction du quadripôle est différente, de manière à moyenner les possibles effets d'orientation.

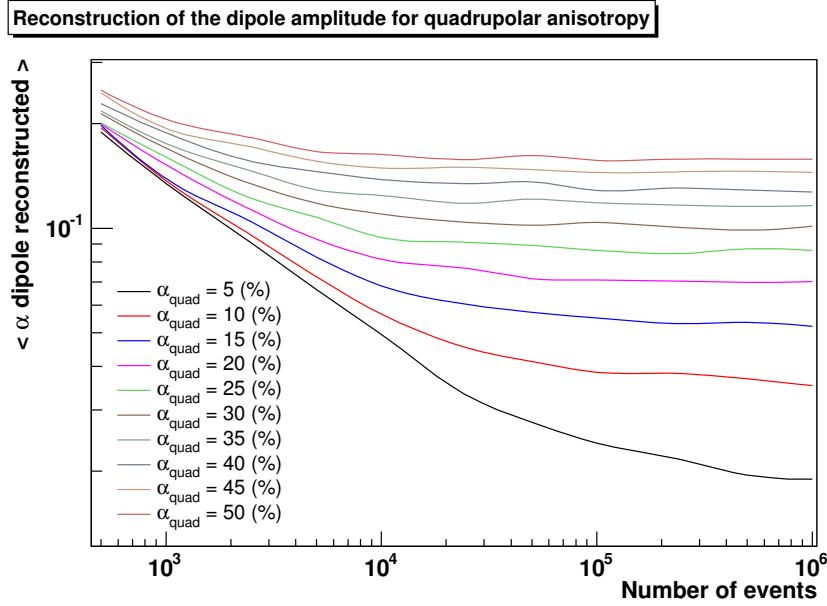


FIG. 7.10 – Valeur moyenne de l'amplitude du dipôle reconstruit avec la méthode de reconstruction au 1^{er} ordre, lorsque le flux est modulé par un pur quadripôle symétrique. L'évolution avec le nombre d'événements pour différentes valeurs de l'amplitude du quadripôle est illustrée. Ces résultats ont été obtenus pour une fonction d'exposition correspondant au site sud de l'Observatoire Pierre Auger.

On peut remarquer sur la figure (7.9) que lorsque le nombre d'événements est très grand, l'amplitude du dipôle α_{dip} tend à être proportionnelle à l'amplitude du quadripôle α_{quad} dans les données, mettant clairement en évidence le fait qu'une partie du quadripôle est reconstruite comme un dipôle. La figure (7.10) illustre la convergence de α_{dip} lorsque N augmente vers une valeur proportionnelle à α_{quad} . Par exemple, si l'on considère un flux modulé par un pur quadripôle de 10% d'amplitude dans un lot de données contenant 10^5 événements, la méthode de reconstruction du dipôle au premier ordre indiquera en moyenne un dipôle de

4% d'amplitude. Compte tenu de la puissance de reconstruction du site sud de l'Observatoire Pierre Auger $K_\alpha \approx 0.33$, en utilisant l'équation (7.23) on peut estimer la significativité de cette mesure à $\approx 4.2\sigma$. Il est donc nécessaire de généraliser notre méthode en y incluant la possibilité que la distribution angulaire possède une composante quadripolaire. Ceci permet de repousser à l'ordre $l = 3$ l'origine d'une éventuelle contamination du dipôle.

7.6.2 Paramétrisation du flux

Dans le cas où la distribution angulaire des rayons cosmiques est supposée être modulée par un dipôle et un quadripôle, le flux dans une direction $\mathbf{u}$ peut s'écrire sous la forme :

$$\Phi(\mathbf{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u} + \sum_{i,j} Q_{ij} u_i u_j) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u} + \sum_{i,j} \lambda_i (\mathbf{q}_i \cdot \mathbf{u})^2), \quad (7.40)$$

où $\Phi_0/4\pi$ représente la composante isotrope, à laquelle il faut ajouter un dipôle d'amplitude α ($0 \leq \alpha \leq 1$) dans la direction $\mathbf{D}$, et un quadripôle décrit par un tenseur de second ordre, symétrique et de trace nulle, dont les 5 composantes indépendantes sont reliées aux coefficients $l = 2$ du développement sur les harmoniques sphériques. La matrice Q_{ij} correspondante est réelle et symétrique, et peut donc être diagonalisée sur une base orthogonale. Nous désignerons par λ_i et $\mathbf{q}_i$ les trois valeurs propres et vecteurs propres (orthonormés) de Q_{ij} . L'amplitude du quadripôle β est définie de manière similaire à celle du dipôle, comme étant un contraste entre le maximum et le minimum du flux :

$$\beta \equiv \frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{\Phi_{max} + \Phi_{min}} = \frac{\lambda_+ - \lambda_-}{2 + \lambda_+ + \lambda_-} \quad (7.41)$$

où Φ est ici le flux en l'absence de dipôle, λ_+ correspond à la plus grande valeur propre positive associée au vecteur $\mathbf{q}_+$ et λ_- la plus petite valeur propre associée à $\mathbf{q}_-$. Les cinq paramètres indépendants permettant de décrire totalement le quadripôle sont donc deux amplitudes : (β et λ_+) et trois angles : (θ_+ , φ_+) définissant l'orientation du vecteur $\mathbf{q}_+$ et φ_- définissant la direction de $\mathbf{q}_-$ dans le plan perpendiculaire à $\mathbf{q}_+$. Le troisième vecteur propre $\mathbf{q}_0$ est orthogonal aux deux autres, et sa valeur propre associée, λ_0 , vérifie la condition $\lambda_- + \lambda_+ + \lambda_0 = 0$ (trace de Q_{ij} nulle).

Bien que nous traiterons le cas d'un quadripôle général, dont les valeurs propres sont toutes différentes, lorsque deux valeurs propres sont égales, le quadripôle possède une symétrie axiale,

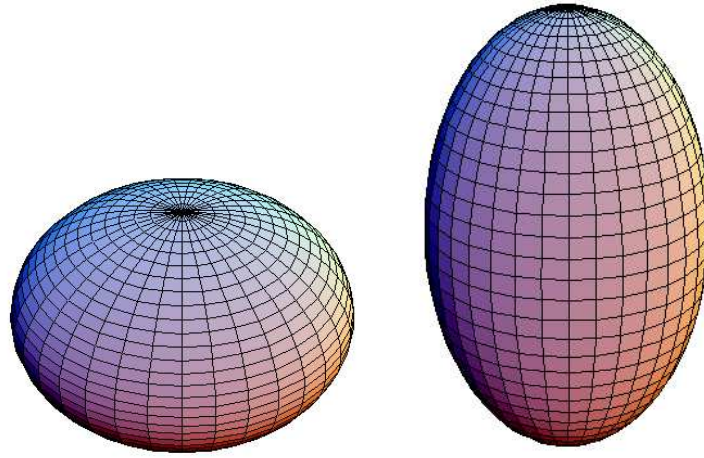


FIG. 7.11 – Représentation de la surface définie par un quadripôle *oblate* (à gauche) et *prolate* (à droite). Dans le premier cas, la valeur propre associée au vecteur définissant l'axe de symétrie est plus petite (en valeur absolue) que les deux autres.

réduisant ainsi le nombre de paramètres indépendants à trois : une amplitude (β) et deux angles (θ_+ , φ_+) définissant la direction de l'axe de symétrie. A titre d'exemple la figure (7.11) représente la forme d'un quadripôle symétrique dit *oblate* (à gauche) lorsque la valeur propre correspondant à l'axe de symétrie a une valeur plus faible que les deux autres, et *prolate* (à droite) dans le cas contraire.

7.6.3 Procédure de reconstruction dans le cas d'une couverture totale

La méthode SAP peut être généralisée au cas d'une anisotropie dipolaire et quadripolaire quelconque présente dans un lot de données. Comme précédemment, nous décrirons la procédure en commençant par le cas le plus simple à traiter : lorsque le détecteur considéré possède une couverture totale mais pas forcément uniforme du ciel.

Le principe de la méthode reste le même : afin d'estimer les neuf paramètres nécessaires pour caractériser le monopôle, le dipôle et le quadripôle, nous disposons des moments d'ordre zéro, un et deux de la distribution angulaire $\Phi(\mathbf{u})$, dont l'expression est donnée par (7.40). Ces moments s'écrivent donc sous la forme :

$$I_0 = \int \Phi(\mathbf{u}) d\Omega \quad , \quad \mathbf{I} = \int \mathbf{u} \Phi(\mathbf{u}) d\Omega \quad \text{et} \quad I_{ij} = \int \Phi(\mathbf{u}) (u_i u_j - \frac{1}{3} \delta_{ij}) d\Omega, \quad (7.42)$$

pour lesquels la sommation s'effectue sur toute la sphère. Le résultat de l'intégration permet de relier ces valeurs aux paramètres que l'on cherche à reconstruire :

$$I_0 = \Phi_0 \quad \mathbf{I} = \frac{1}{3}\Phi_0 \times \alpha \mathbf{D} \quad , \quad \text{et} \quad I_{ij} = \frac{2}{15}\Phi_0 \times Q_{ij} \quad (7.43)$$

Poursuivant le raisonnement qui nous a conduit à établir la méthode, ces moments peuvent être identifiés aux sommes discrètes qui leur correspondent. En notant comme précédemment $\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)$ l'exposition de l'expérience considérée dans la direction $\mathbf{u}_k$ du k ième événement, les sommes discrètes S_0 , $\mathbf{S}$ et S_{ij} correspondant à I_0 , $\mathbf{I}$ et I_{ij} s'écrivent :

$$S_0 = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)} \quad , \quad \mathbf{S} = \sum_k \frac{\mathbf{u}_k}{\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)} \quad \text{et} \quad S_{ij} = \sum_k \frac{(u_i)_k (u_j)_k - \frac{1}{3}\delta_{ij}}{\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)} \quad (7.44)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker, égal à 1 quand $i = j$ et égal à 0 sinon. Ces neuf quantités peuvent être directement calculées à partir des données, dès lors que l'exposition du détecteur est connue. La dérivation des paramètres du dipôle et du quadripôle découle directement de l'identification de ces sommes avec l'expression (7.44) des moments :

$$\alpha \mathbf{D} = 3 \frac{\mathbf{S}}{S_0} \quad \text{et} \quad Q_{ij} = \frac{15}{2} \frac{S_{ij}}{S_0} \quad (7.45)$$

La matrice Q_{ij} peut alors être diagonalisée pour obtenir les valeurs propres et vecteurs propres du quadripôle. Comme le montre l'équation (7.45), l'écriture du vecteur dipôle reconstruit est identique au cas d'un flux modulé par un pur dipôle. Comme annoncé précédemment, la reconstruction du quadripôle ne fait intervenir que des sommes liées aux moments d'ordre deux, et est par conséquent indépendante de la reconstruction du dipôle. Nous verrons par la suite les conséquences en terme de puissance de reconstruction qu'implique cette indépendance des modes.

7.6.4 Dipôle et quadripôle avec une couverture partielle

La généralisation au cas d'une couverture partielle de la procédure de reconstruction suit le même principe que précédemment : les moments I_0 , $\mathbf{I}$ and I_{ij} sont calculés en limitant l'intégration à la portion de ciel où l'exposition est non nulle, contenue entre la déclinaison $\delta_{\min}$ et $\delta_{\max}$ (en coordonnées équatoriales), correspondant à la coordonnées sphérique θ contenue

entre $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$. L'écriture (légèrement différente du cas couverture totale) des moments est donc donnée sous forme condensée par :

$$[I_0 ; \mathbf{I} ; I_{ij}] = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi [\Phi(\mathbf{u}) ; \mathbf{u}\Phi(\mathbf{u}) ; u_i u_j \Phi(\mathbf{u})] \quad (7.46)$$

Dans le cas où la couverture du ciel est partielle, la relation entre les moments et les paramètres du dipôle et du quadripôle ne peut plus s'écrire de manière élégante : le système d'équations est couplé et son inversion nécessite un peu plus d'algèbre qu'auparavant. Les composantes du vecteur dipôle et de la matrice décrivant le quadripôle seront notés par la suite sous la forme suivante :

$$\alpha \mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad Q = \begin{pmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} & Q_{xz} \\ Q_{xy} & Q_{yy} & Q_{yz} \\ Q_{xz} & Q_{yz} & Q_{zz} \end{pmatrix} \quad (7.47)$$

dans un référentiel cartésien avec l'axe z orienté vers le Pôle Nord céleste. Le calcul nécessaire à la dérivation des relations entre les paramètres de l'anisotropie et les sommes sur les événements étant fastidieux, celui-ci est reporté en annexe. La résolution du système d'équations conduit à exprimer les composantes du vecteur dipôle sous la forme :

$$D_i = \frac{1}{1 + \epsilon \frac{\tilde{S}_{zz}}{\tilde{S}_0}} (D_i^{\text{dip}} + \xi_i \tilde{S}_{iz}) \quad (i = x, y, z) \quad (7.48)$$

où les quantités D_i^{dip} sont les valeurs des composantes du dipôle reconstruites au premier ordre, les variables notées $\tilde{S}$ sont des combinaisons linéaire des sommes discrètes sur les événements définies dans le cas de la couverture totale et (ϵ, ξ_i) des constantes dépendant de la forme de la couverture du ciel. Les différents termes correctifs s'appliquant à l'expression des paramètres du dipôle au premier ordre sont : un facteur multiplicatif global, correspondant à la correction du second ordre de l'estimation du monopôle :

$$\Phi_0 = \Phi_0^{\text{dip}} \left(1 + \epsilon \frac{\tilde{S}_{zz}}{\tilde{S}_0} \right) \quad (7.49)$$

et un terme $\xi_i \tilde{S}_{iz}$ impliquant des sommes d'ordre deux.

Les composantes du quadripôle sont données par :

$$Q_{xx} = \frac{4}{\Phi_0} \left[\frac{\tilde{S}_{xx}}{\Delta_{31} - \Delta_{53}} + \frac{\tilde{S}_{zz}}{12(\gamma_2 - \gamma_1)} \right] \quad (7.50)$$

$$Q_{zz} = \frac{2}{3\Phi_0} \frac{\tilde{S}_{zz}}{(\gamma_1 - \gamma_2)} \quad , \quad Q_{yy} = -Q_{xx} - Q_{zz} \quad (7.51)$$

$$Q_{xy} = \frac{8}{\Phi_0} \frac{\tilde{S}_{xy}}{\Delta_{31} - \Delta_{53}} \quad (7.52)$$

$$Q_{xz} = \frac{2}{\Phi_0} \frac{\tilde{S}_x}{(\Delta_{42}^2 - \Delta_{31}\Delta_{53})} \quad (7.53)$$

$$Q_{yz} = \frac{2}{\Phi_0} \frac{\tilde{S}_y}{(\Delta_{42}^2 - \Delta_{31}\Delta_{53})} \quad (7.54)$$

$$(7.55)$$

où les variables γ_i et Δ_{ij} sont des constantes dépendant de la forme de la portion de ciel observée. Les paramètres reconstruits du dipôle et du quadripôle font donc intervenir des sommes discrètes du premier et du second ordres, explicitant ainsi le couplage dipôle-quadripôle.

7.6.5 Puissance de reconstruction

L'étude de la précision de la reconstruction d'un dipôle et d'un quadripôle avec la méthode SAP a été effectuée de la même façon que précédemment : j'ai simulé un grand ensemble de lots de données correspondant à différentes valeurs de dipôle et de quadripôle (non symétrique), et j'ai étudié les distributions des paramètres reconstruits par rapports aux paramètres d'entrée.

La procédure d'analyse et les résultats étant très similaires au cas de la reconstruction au premier ordre, nous exposerons plus rapidement les résultats suivants. Le lecteur égaré pourra de toute façon se référer à la description de la précision de reconstruction du dipôle au premier ordre.

Reconstruction du dipôle au second ordre Les distributions des paramètres reconstruits, amplitudes et directions, présentent comme avant un comportement gaussien centré autour de la vraie valeur du paramètre. Le biais et l'écart type de ces distribution suivent également une loi en $1/N$ et en $1/\sqrt{N}$ respectivement. Le concept de puissance de reconstruction est toujours valable et possède les mêmes propriétés que dans le cas de la reconstruction au premier ordre exépté que sa valeur est plus faible. En effet, pour une fonction d'exposition cor-

respondant au site sud de l'Observatoire Pierre Auger, la puissance de reconstruction moyenne³ de l'amplitude du dipôle au second ordre vaut $(K_\alpha)_{2nd} \approx 0.14$, à comparer avec la valeur que nous avons obtenue au premier ordre : $(K_\alpha)_{1st} \approx 0.33$. La précision de reconstruction angulaire est affectée de la même perte de puissance. Le prix à payer pour obtenir une estimation du dipôle qui ne soit pas "polluée" par l'ordre supérieur est donc une dégradation du pouvoir de reconstruction. À titre d'exemple, pour reconstruire un dipôle à l'ordre deux avec le site sud de l'Observatoire Pierre Auger, il faut environ 5.6 fois plus d'événements pour avoir une détection ayant la même signification que celle au premier ordre. Il est intéressant de noter que dans le cas particulier d'une fonction d'exposition correspondant au site sud de l'Observatoire Pierre Auger, la puissance de reconstruction du quadripôle est légèrement supérieure à celle du dipôle.

Ce résultat confirme le grand avantage que possède un détecteur observant la totalité du ciel pour l'étude des anisotropies à grande échelle : dans ce cas les modes étant indépendants, la puissance de reconstruction est identique quel que soit l'ordre auquel la reconstruction est effectuée. Nous verrons par la suite l'influence que peut avoir la fraction du ciel couverte sur la puissance de reconstruction.

Reconstruction du quadripôle Les distributions reconstruites des paramètres du quadripôle suivent un comportement gaussien identique à celui du dipôle : la moyenne converge en $1/N$ vers la vraie valeur du paramètre, avec un écart type diminuant en $1/\sqrt{N}$.

La figure 7.12 illustre l'évolution de la dispersion de $(\delta\beta/\beta)$ et $(\delta\lambda/\lambda)$ (où λ désigne l'une des trois valeurs propres) avec β et λ respectivement. La dispersion de ces distributions peut donc être paramétrisée comme précédemment :

$$[\sigma(\delta x/x)]^{-1} = K_x \times x \times \sqrt{N}, \quad (x = \beta \text{ ou } \lambda) \quad (7.56)$$

Le concept de puissance de reconstruction reste donc valable pour décrire l'aptitude à déterminer les paramètres du quadripôle. L'amplitude β est le paramètre le plus important à déterminer, il caractérise en effet le contraste entre le maximum et le minimum du flux. Nous étudierons donc plus particulièrement la puissance de reconstruction de l'amplitude plutôt que celle des valeurs propres. Dans le cas d'une fonction d'exposition correspondant à un site de

³moyennée sur toutes les orientations du dipôle possibles

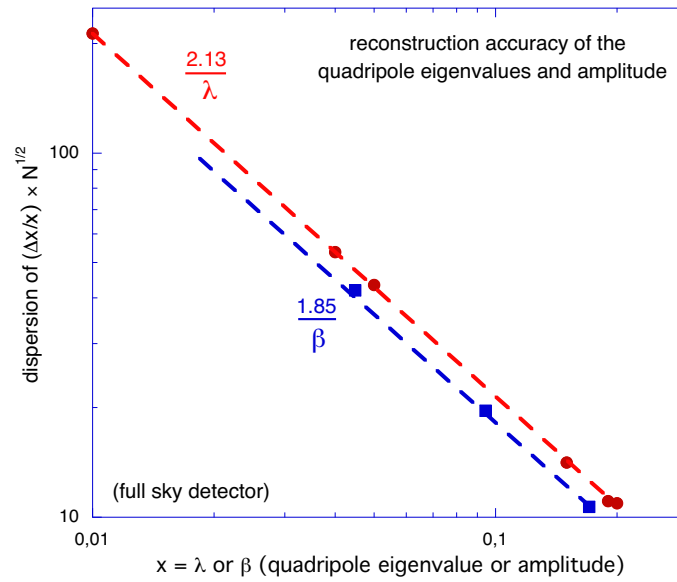


FIG. 7.12 – Précision de la reconstruction de l'amplitude et des valeurs propres du quadripôle. Les ajustements tracés en pointillés montrent que la dispersion de l'amplitude reconstruite (β ou λ) varie de façon inversement proportionnelle à cette même amplitude.

l'Observatoire Pierre Auger, la puissance de reconstruction moyenne de l'amplitude d'un quadripôle vaut $K_\beta \simeq 0.23$ et $K_\beta \simeq 0.52$ si l'on ajoute le site nord. Comme dans le cas du dipôle, la puissance de reconstruction K_β des deux site de l'OPA est très proche de la valeur $K_\beta \simeq 0.54$ obtenue (en simulation) dans le cas d'une exposition totale et uniforme. L'Observatoire Pierre Auger complet pourra donc détecter avec la même signification un quadripôle avec cinq fois moins d'événements, et donc en environ dix fois moins de temps qu'avec le site sud seulement.

Influence de la fraction du ciel couverte La puissance de reconstruction est une quantité qui permet de mesurer la capacité d'une expérience donnée à estimer la valeur d'une anisotropie. Cette puissance de reconstruction varie suivant le type d'anisotropie (dipôle ou quadripôle) et la forme de la fonction d'exposition. Afin d'étudier cette dernière dépendance, j'ai calculé la puissance moyenne de reconstruction de l'amplitude du dipôle, K_α , et du quadripôle, K_β , pour des fonctions d'expositions partant d'une faible couverture jusqu'à une couverture totale. La forme de ces fonctions est la plus simple possible : l'exposition vaut 1 pour les déclinaisons appartenant à $[-90^\circ, \delta_{\max}]$ et 0 sinon. L'évolution de la puissance de reconstruction du dipôle, au premier et au second ordre, ainsi que celle du quadripôle en fonction de la fraction du

Quadripôle symétrique

Remarque : J'ai également étudié la reconstruction d'un quadripôle symétrique, ayant deux valeurs propres égales. Toutes les propriétés de la reconstruction sont identiques, excepté la détermination de l'amplitude qui s'avère être légèrement biaisée. La raison en est la suivante : considérons le cas d'un quadripôle ayant $\lambda_3 > \lambda_1 = \lambda_2 = -\lambda_3/2$, avec une amplitude égale à $\beta = \frac{\lambda_+ - \lambda_-}{2 + \lambda_+ + \lambda_-} = \frac{3\lambda_3}{4 + \lambda_3}$. L'estimation de la valeur propre minimale λ_- est cependant biaisée car même si les distributions

de $(\lambda_1)_{\text{rec}}$ et $(\lambda_2)_{\text{rec}}$ sont centrées sur λ_1 et λ_2 , la valeur de λ_- est obtenue en prenant le minimum entre $(\lambda_1)_{\text{rec}}$ et $(\lambda_2)_{\text{rec}}$. L'amplitude est donc dans ce cas systématiquement sous-estimée. Pour résoudre cette indétermination, il faut ajouter l'hypothèse (à justifier !) $\lambda_1 = \lambda_2$ et reconstruire uniquement λ_3 pour estimer l'amplitude du quadripôle. Ce biais diminue lorsque les valeurs propres λ_1 et λ_2 sont suffisamment différentes pour que leur distributions reconstruites ne se recouvrent plus.

ciel couverte est présentée sur la figure (7.13). Afin de préciser les conventions utilisées, nous définissons la fraction du ciel couverte comme : $\mathcal{A} = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \mathcal{E}(\mathbf{u})$.

Comme on peut s'y attendre intuitivement, plus le détecteur observe une grande fraction du ciel et plus la puissance de reconstruction est grande. Pour comprendre ce résultat "avec les mains", considérons le problème d'ajustement d'une fonction en $\cos \delta$ sur la distribution des déclinaisons mesurées par une expérience donnée. Il paraît évident que plus la portion du ciel observée sera grande, plus l'ajustement sera contraint, ce qui correspond dans le cadre de notre méthode à une plus grande puissance de reconstruction. Si l'on souhaite en plus ajuster une fonction en $\cos^2 \delta$ pour estimer un quadripôle, cela ajoute des degrés de liberté supplémentaires et l'ajustement est encore moins contraint que précédemment, à moins d'observer tout le ciel. Cet exemple illustratif permet de comprendre qualitativement les résultats de la figure (7.13) : la puissance de reconstruction du dipôle au second ordre est de l'ordre de celle du quadripôle, et augmente avec la portion de ciel couverte pour rejoindre la valeur $K_\alpha \simeq 0.58$ du cas de couverture totale.

On peut également remarquer que les corrections du second ordre de l'écriture des paramètres du dipôle reconstruit font intervenir les mêmes sommes discrètes $\tilde{S}_{ij}$ que pour le quadripôle, et introduisent ainsi des fluctuations similaires dans la reconstruction de α et β . Lorsque la fraction de ciel augmente, les corrections du second ordre tendent vers 0, et les puissances de reconstructions rejoignent celles du cas de couverture totale.

Lorsque la couverture du ciel est partielle, la caractérisation des anisotropies à grande

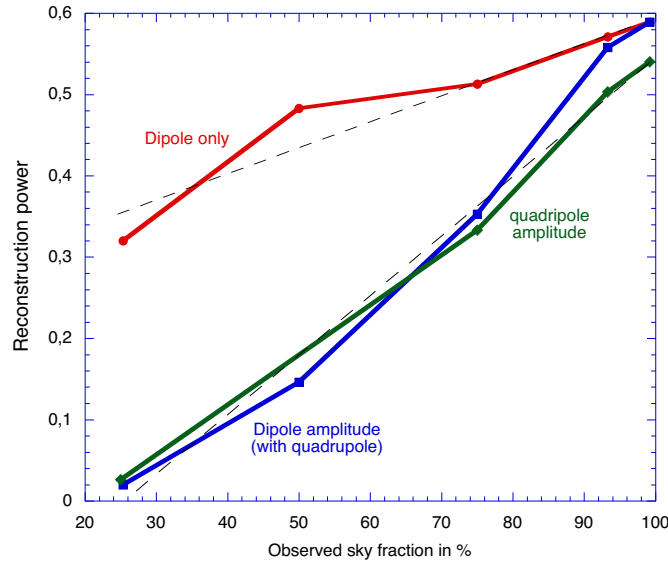


FIG. 7.13 – Evolution de la puissance de reconstruction de l'amplitude du dipôle et du quadripôle en fonction de la fraction du ciel couverte par le détecteur. Pour le dipôle, la puissance de la reconstruction est calculée au premier et au second ordre. La courbe en pointillés indique la tendance générale de l'évolution de la puissance de reconstruction.

échelle avec notre méthode nécessite d'effectuer un compromis : la reconstruction d'un mode d'ordre plus élevé permet d'obtenir une estimation non biaisée des modes d'ordre inférieur, mais avec une puissance inférieure. La résolution analytique du système d'équations liant les moments aux paramètres de l'anisotropie devient algébriquement lourde pour les modes plus élevés que le quadripôle. Notre méthode n'est donc pas directement généralisable sous la forme présentée ici. Il serait possible d'obtenir le système d'équations et de l'inverser numériquement pour reconstruire les paramètres de l'anisotropie et étendre ainsi notre analyse aux ordres supérieurs à 2, avec cependant le problème de perte de puissance mentionné précédemment pour une couverture partielle.

La reconstruction angulaire présente le même comportement quant à la dépendance avec la couverture du ciel. A titre d'exemple, la figure 7.14 illustre l'évolution de la puissance de reconstruction $K_\theta = K_\delta$ de la déclinaison du dipôle en fonction de la fraction de ciel couverte. La valeur de K_θ au second ordre converge vers sa valeur au premier ordre lorsque la couverture dépasse les 90% du ciel observée.

Pour conclure cette analyse de l'évolution de la puissance de reconstruction avec la fraction du ciel, nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que nous avons trouvé une puissance

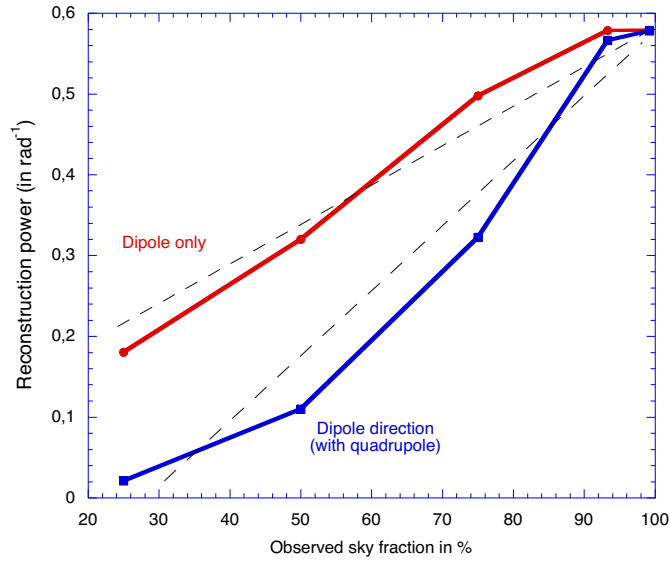


FIG. 7.14 – Evolution de la puissance de reconstruction de la déclinaison du dipôle en fonction de la fraction du ciel couverte par le détecteur. La puissance de la reconstruction est calculée au premier et au second ordre. La courbe en pointillés indique la tendance générale de l'évolution de la puissance de reconstruction angulaire.

$K_\alpha \simeq 0.14$ au deuxième ordre pour une fonction d'exposition similaire au site sud de l'OPA, qui couvre environ 33% du ciel. En comparant ce résultat avec la figure (7.13), la valeur de K_α pour une exposition plate ayant la même fraction de ciel couverte est de seulement $K_\alpha \simeq 0.08$. A fraction du ciel couverte égale, la fonction d'exposition du site sud de l'OPA est donc plus efficace. En effet, bien qu'étant moins sensible dans certaines directions, elle observe une région plus étendue en déclinaison : pratiquement 45° de plus, ce qui permet de mieux contraindre la modulation du flux sur une grande échelle.

Ce résultat montre que la fraction du ciel n'est pas le seul paramètre qui conditionne la valeur de la puissance de reconstruction, la forme même de la fonction exposition détermine l'efficacité de reconstruction.

7.7 Optimisation de la méthode

La puissance de reconstruction d'une anisotropie dipolaire et quadripolaire augmente lorsque la couverture du ciel s'étend, mais pour une expérience donnée la couverture maximale accessible est fixée. Il est néanmoins possible d'augmenter la puissance de reconstruction d'une

expérience ayant une couverture partielle non uniforme, du type Auger Sud.

La méthode SAP, que nous avons décrite de façon détaillée dans ce chapitre, présente le défaut suivant : dans les sommes discrètes $\tilde{S}$ intervenant dans la détermination des paramètres reconstruits, l'exposition joue le rôle d'un poids statistique affecté aux événements. Ceci pose problème dans les régions du ciel où l'exposition est faible car peu d'événements avec un fort poids statistique vont alors contribuer aux sommes, augmentant ainsi les fluctuations et dégradant la puissance de reconstruction.

Afin de contourner ce problème inhérent à la méthode SAP, j'ai développé un moyen simple pour diminuer les fluctuations : diminuer la région d'observation ! Le principe est donc extrêmement simple : il faut limiter la zone d'observation du ciel de manière à ce que l'exposition demeure toujours supérieure à une certaine valeur, qu'il faut déterminer. La fraction de ciel couverte ne doit cependant pas être trop réduite, pour conserver le maximum d'événements détectés. La valeur limite de coupure de l'exposition doit donc être optimisée pour chaque expérience, de manière à obtenir une détection la plus efficace possible.

La significativité de la mesure de l'amplitude du dipôle ou du quadripôle est proportionnelle à la puissance de reconstruction et à la racine carrée du nombre d'événements : $n_\sigma = K_x x \sqrt{N}$ ($x = \alpha$ ou β). En considérant que le nombre d'événements détectés est proportionnel à la fraction du ciel couverte, la détermination de la valeur optimale de coupure de l'exposition $\mathcal{E}_{\text{opt}}$, revient à trouver la valeur $\mathcal{E}_{\text{opt}}$ qui maximise le produit : $K_x(\mathcal{E}_{\text{opt}}) \times \sqrt{\mathcal{A}(\mathcal{E}_{\text{opt}})}$.

À titre d'exemple, j'ai déterminé les valeurs optimales de coupure $\mathcal{E}_{\text{opt}}^{\text{dip}}$ pour le dipôle (au premier et au second ordre) et $\mathcal{E}_{\text{opt}}^{\text{quad}}$ pour le quadripôle, pour la fonction d'exposition du site sud de l'OPA. L'évolution de la variable $K_x(\mathcal{E}_{\text{opt}}) \times \sqrt{\frac{\mathcal{A}(\mathcal{E}_{\text{opt}})}{\mathcal{A}_{\text{pao}}}}$ en fonction de la valeur de la coupure sur l'exposition est représentée sur la figure 7.15. Le maximum de cette fonction se trouve dans la zone $\mathcal{E}_{\text{opt}} \simeq 0.08$ - $\mathcal{E}_{\text{opt}} \simeq 0.15$ pour le dipôle et le quadripôle, nous choisirons donc par la suite $\mathcal{E}_{\text{opt}}^{\text{dip}} \simeq \mathcal{E}_{\text{opt}}^{\text{quad}} \simeq 0.1$ pour estimer le gain de puissance obtenu à l'aide de cette optimisation.

Pour notre exemple, en réduisant de 3° en déclinaison la zone d'observation du site sud de l'OPA, la fraction du ciel couverte est diminuée de seulement 0.5%. Le gain en puissance de reconstruction est par contre non négligeable : de l'ordre de 40 à 50% d'augmentation ! Le tableau ci-dessous indique les valeurs de la puissance de reconstruction de l'amplitude obtenues pour différentes fonctions d'exposition :

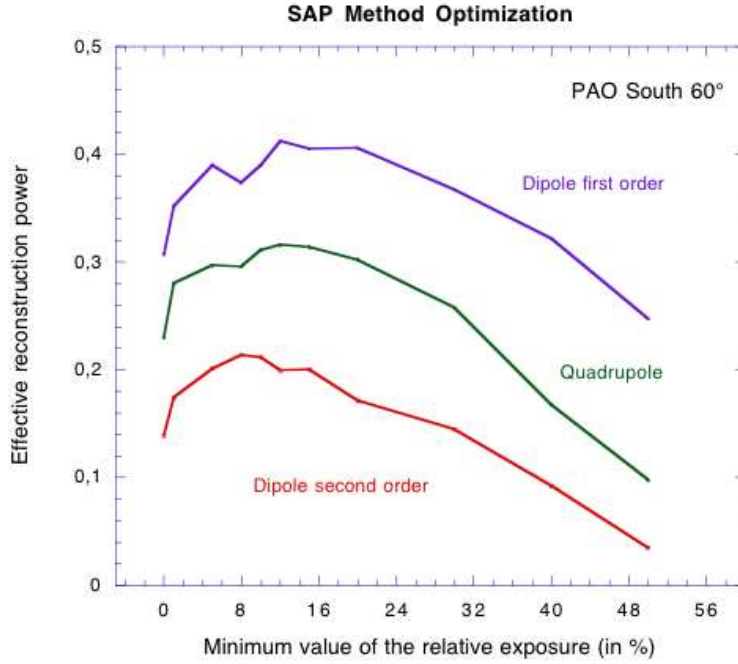


FIG. 7.15 – Evolution de la puissance de reconstruction "effective", définie par l'expression $K_x(\mathcal{E}_{\text{opt}}) \times \sqrt{\frac{\mathcal{A}(\mathcal{E}_{\text{opt}})}{\mathcal{A}_{\text{pao}}}}$ en fonction de la valeur de la coupure sur l'exposition pour la reconstruction du dipôle au premier et second ordre et pour le quadripôle. La fonction d'exposition correspond au site sud de l'Observatoire Pierre Auger.

	K_α 1 ^{er} ordre	K_α 2 ^{me} ordre	K_β
Auger : Site Sud	0.33	0.14	0.23
Auger : Site Sud, Optimisé	0.41	0.21	0.32
Auger : Sites Sud et Nord	0.58	0.58	0.52

La précision de la reconstruction angulaire est également améliorée : par exemple, la dispersion de la déclinaison du dipôle reconstruite passe de 8° à 2.1° pour une reconstruction au premier ordre avec $1.6 \cdot 10^5$ événements !

7.8 Tester l'isotropie

Au cours des sections précédentes, le principe de l'étude des anisotropies avec la méthode SAP a été décrit de manière détaillée, et les principales caractéristiques concernant l'efficacité de l'estimation des paramètres du dipôle et du quadripôle ont été exposées. En appliquant la méthode SAP à un lot de données réelles, on obtient une valeur de l'amplitude du dipôle et du quadripôle différente de zéro, et ce même si la distribution angulaire des données est isotrope. La question est donc de savoir si la valeur des amplitudes trouvées est compatible avec l'hypothèse que le flux est isotrope. Il s'agit donc d'un problème statistique différent de celui que nous avons examiné précédemment : dans cette section nous cherchons à effectuer un test d'hypothèse pour répondre à la question : la distribution angulaire est-elle compatible avec un flux isotrope ? Alors qu'auparavant nous estimions les paramètres s'ajustant au mieux sur la distribution des directions d'arrivées...

Pour tester l'hypothèse de l'isotropie, j'ai simulé un grand nombre de lots de données correspondant à un flux isotrope, que j'ai reconstruit pour en extraire les amplitudes du dipôle et du quadripôle. À partir de ces distributions d'amplitudes reconstruites, il est possible de calculer la probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ ou $P(\beta_{\text{rec}} \geq \beta)$ d'obtenir une amplitude de dipôle ou de quadripôle respectivement, qui soit supérieure ou égale à une valeur donnée. La connaissance de ces fonctions permet de calculer le niveau de confiance avec lequel valider ou exclure l'hypothèse de l'isotropie.

Soit $p(\alpha_{\text{rec}}) d\alpha_{\text{rec}}$ la probabilité de reconstruire l'amplitude α_{rec} (au premier ou au deuxième ordre) à $d\alpha_{\text{rec}}$ près, avec un flux isotrope en entrée. La probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ d'obtenir une valeur supérieure ou égale à α est donc donnée par la somme :

$$P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha) = \int_{\alpha}^{\infty} p(\alpha_{\text{rec}}) d\alpha_{\text{rec}} \quad (7.57)$$

comme illustré sur la figure (7.16). Si l'on choisit un niveau de confiance de 3σ , l'hypothèse de l'isotropie des directions d'arrivée des rayons cosmiques pourra être établie si l'on mesure une amplitude α_{rec} telle que $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ soit inférieure à 0.27%.

J'ai calculé numériquement les probabilités $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ (au premier et second ordre) et $P(\beta_{\text{rec}} \geq \beta)$ pour différentes fonctions d'expositions et différentes tailles du lot de données. Bien que la simulation numérique soit la seule manière d'estimer précisément les probabilités

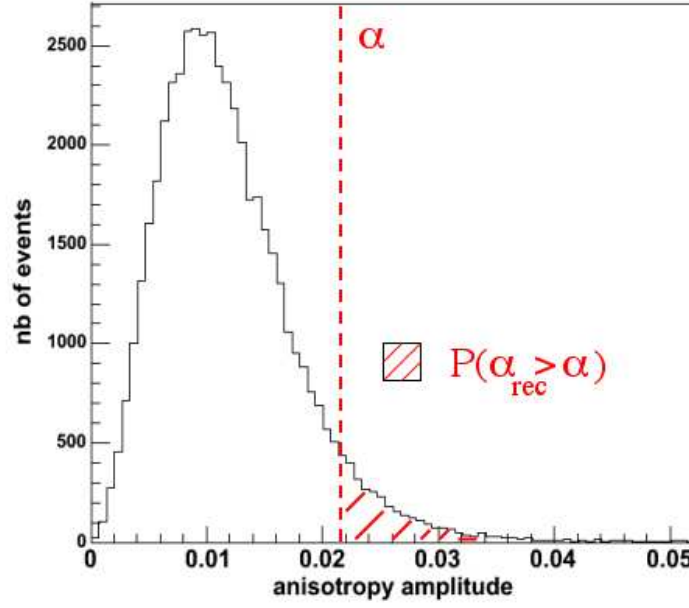


FIG. 7.16 – Distribution de l’amplitude du dipôle reconstruit dans le cas d’une distribution angulaire isotrope. La probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ d’obtenir une valeur de l’amplitude reconstruite du dipôle supérieure ou égale à α est proportionnelle à l’aire hachurée sous la courbe.

$P(X_{\text{rec}} \geq X)$, il est possible de calculer analytiquement $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ dans le cas idéal d’une couverture totale et uniforme, pour valider les résultats de la simulation.

La probabilité de reconstruire un dipôle d’amplitude α_{rec} est donnée par l’équation (7.30), que nous rappelons ici :

$$p(\alpha_{\text{rec}}, N) = \sigma_{\alpha}^{-3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha_{\text{rec}}^2 \exp\left(-\frac{\alpha_{\text{rec}}^2}{2\sigma_{\alpha}^2}\right)$$

où l’écart type est donné par $\sigma_{\alpha} = \sqrt{\frac{3}{N}}$. La probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ s’obtient donc en intégrant (7.30) sur toutes les valeurs supérieures à α_{rec} :

$$P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha) = \int_{\alpha}^{\infty} p(\alpha_{\text{rec}}) d\alpha_{\text{rec}} \quad (7.58)$$

$$= 1 - \text{erf}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}\sigma_{\alpha}}\right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\alpha}{\sigma_{\alpha}} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma_{\alpha}^2}\right) \quad (7.59)$$

$$(7.60)$$

où la fonction $\text{erf}(x)$ est la fonction d’erreur dont les principales propriétés sont décrites dans

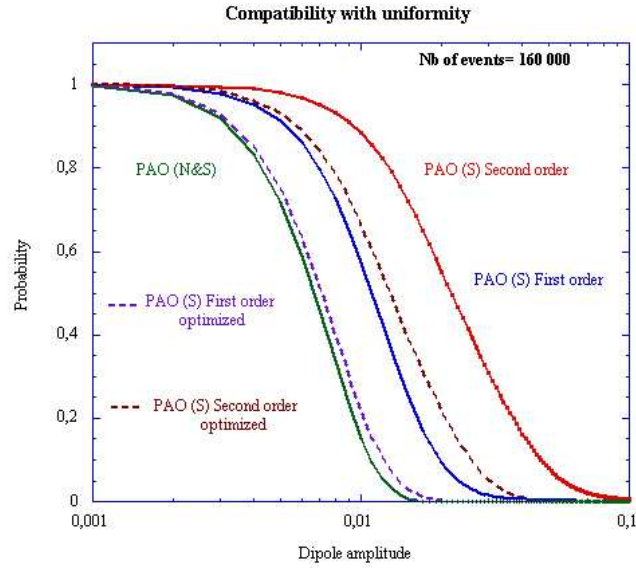


FIG. 7.17 – Evolution de la probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ de reconstruire une amplitude de dipôle supérieure ou égale à α en fonction de α pour différentes fonctions d'exposition : le site sud de l'OPA (en bleu pour le 1^{er} ordre, en rouge pour le 2^{me} ordre), après optimisation (en pointillés) et les deux sites de l'OPA (en vert). Les courbes sont obtenues pour des lots de données contenant $1.6 \cdot 10^5$ événements chacun.

[77]. Ce résultat s'applique en théorie strictement au cas de la reconstruction du dipôle au premier ordre pour d'une couverture totale et uniforme. Cependant, la forme prédite par l'équation ci-dessus reste une très bonne approximation pour modéliser les résultats obtenus pour une couverture partielle et pour les amplitudes du second ordre. Tous les prédictions suivantes seront néanmoins obtenues directement à l'aide des simulations, sans chercher à paramétrer les distributions d'amplitudes reconstruites.

La figure (7.17) présente l'évolution de la probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ de reconstruire une amplitude de dipôle supérieure ou égale à α en fonction de α pour différentes fonctions d'expositions. Plus les courbes de probabilité $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha)$ chutent rapidement vers zéro, plus l'exclusion de l'hypothèse de l'isotropie peut être rapidement établie. Pour une amplitude de dipôle reconstruite fixée, la fonction d'exposition de l'Observatoire Pierre Auger complet est celle qui permet de rejeter le plus rapidement l'hypothèse de l'isotropie. On peut également constater que la reconstruction du dipôle au premier ordre est plus efficace que celle du second ordre, conséquence des fluctuations plus importantes affectant la reconstruction du deuxième ordre. L'optimisation de la méthode SAP en limitant la fonction d'exposition aux valeurs su-

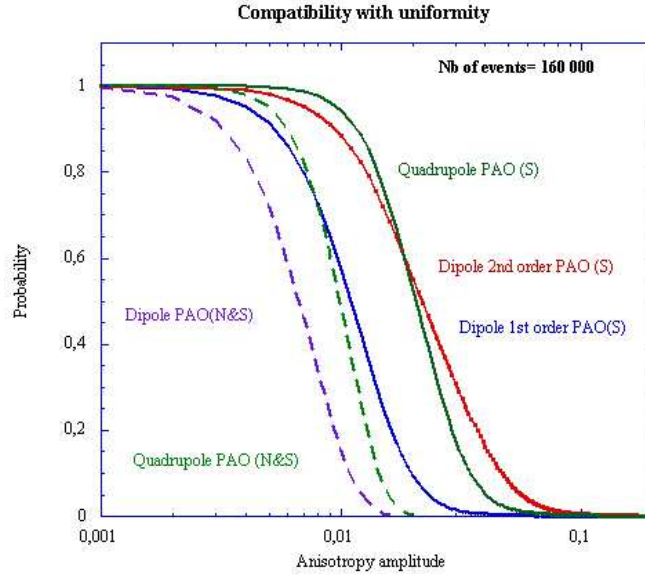


FIG. 7.18 – Evolution de la probabilité $P(X_{\text{rec}} \geq X)$ de reconstruire une amplitude X de dipôle ou de quadripôle supérieure ou égale à X en fonction de X pour différentes fonctions d'exposition : le site sud de l'OPA (en trait plein) et les deux sites de l'OPA (en trait pointillé). Les courbes sont obtenues pour des lots de données contenant $1.6 \cdot 10^5$ événements chacun.

périeures à $\mathcal{E} = 0.1$ pour le site sud d'Auger apporte également une franche amélioration de la sensibilité au test de l'isotropie.

La figure (7.18) illustre la comparaison de sensibilité entre la reconstruction du dipôle et du quadripôle pour tester l'isotropie. Lorsque la totalité du ciel est observée, l'amplitude du dipôle est la variable qui permet d'effectuer le test le plus puissant de l'hypothèse du flux isotrope. Dans le cas d'une couverture partielle comme celle du site sud de l'OPA, le dipôle au premier ordre reste le plus efficace, mais l'amplitude du quadripôle permet un test plus puissant qu'avec le dipôle au second ordre.

La démarche générale à suivre pour caractériser une éventuelle anisotropie de la distribution angulaire des rayons cosmiques est donc la suivante : ayant choisi une variable discriminante X (qui peut être par exemple l'amplitude du dipôle, ou celle du quadripôle), il faut estimer la valeur seuil $X_{3\sigma}$ telle que $P(\alpha_{\text{rec}} \geq \alpha_{3\sigma}) = 0.27\%$, si l'on se fixe un niveau de confiance correspondant à 3σ . L'estimation de $X_{3\sigma}$ doit être réalisée à partir de simulations numériques décrivant le mieux possible la fonction d'exposition du détecteur. Afin d'estimer la significativité du test sur les données expérimentales, les lots de données simulées doivent contenir le

même nombre d'événements que les données. Il est bien sûr possible de simuler la sensibilité qu'aura le détecteur lorsqu'il aura accumulé une statistique donnée en étudiant comment varie $X_{3\sigma}$ avec N . Une fois que la valeur de $X_{3\sigma}$ est déterminée pour l'expérience considérée, on reconstruit X_{rec} avec la méthode SAP, et si $X_{\text{rec}} \geq X_{3\sigma}$ alors l'hypothèse de l'isotropie peut être rejetée avec un niveau de confiance de 3σ . Dans ce cas, on peut tenter d'estimer la meilleure valeur des paramètres décrivant l'anisotropie de la distribution angulaire. Si la valeur de X_{rec} est inférieure à $X_{3\sigma}$, l'hypothèse de l'isotropie ne peut pas être rejetée, et donc l'estimation des paramètres de l'anisotropie perd son sens.

Remarque : En testant l'isotropie avec la valeur du dipôle reconstruit au premier ordre, on ne peut pas faire la différence entre une distribution angulaire vraiment isotrope (uniquement le monopôle), et une distribution contenant des modes d'ordres $l > 1$, du fait de l'orthogonalité des harmoniques sphériques en couverture totale. Si l'on fait l'hypothèse que le développement en harmoniques sphériques du flux s'arrête à l'ordre ℓ , alors pour tester totalement l'hypothèse de l'isotropie, il faut reconstruire non seulement le dipôle mais aussi tous les modes supérieurs jusqu'à ℓ pour voir si leur valeur est significative.

Dans le cas d'une couverture partielle, les modes sont couplés, et donc si l'on teste l'isotropie avec le dipôle au premier ordre, on teste également en partie la présence de modes supérieurs qui peuvent polluer le dipôle. Bien évidemment, les modes ayant un l élevé, correspondant à des petites échelles angulaires, ne contribuent pas aux modes de bas l . De cette manière, en couverture partielle, pour tester si plusieurs modes autour de l sont présents dans la distribution angulaire, il faut reconstruire le mode l sans se préoccuper d'un éventuel biais, et explorer ainsi des gammes de valeurs de l .

Si l'on reconstruit une valeur significative du dipôle au premier ordre, l'hypothèse de l'isotropie peut être exclue mais sans être sûr que l'anisotropie soit dipolaire, quadripolaire, et à la limite octupolaire $l = 3$. Il est donc possible de reconstruire ensuite le dipôle au second ordre ainsi que le quadripôle pour tester si cette prétendue anisotropie provient d'un dipôle ou d'un mode $l > 2$. Malheureusement, la puissance de reconstruction diminuant dramatiquement à chaque ajout d'un ordre supérieur, il n'est pas possible de tester simultanément tous les modes en couverture partielle. À titre d'illustration, pour une fonction d'exposition simple correspondant au site sud de l'OPA (avec optimisation de la méthode SAP) et $N = 1.6 \cdot 10^5$ événements, la valeur limite au premier ordre est de $\alpha_{3\sigma} \approx 2\%$ alors que pour le second ordre

on a : $\alpha_{3\sigma} \approx 5\%$.

Finalement, le lecteur aura remarqué que tous les résultats obtenus dans cette partie consacrée à l'étude des anisotropies à grande échelle montrent la nécessité d'observer la totalité du ciel ! Pour insister sur ce fait, il faut ajouter que dans le cas d'une couverture partielle, il est à priori impossible d'exclure la possibilité que tous les modes "conspirent" pour donner une distribution angulaire plate juste dans la région observée expérimentalement... Cette possibilité, même si elle paraît farfelue⁴, est d'autant moins probable que la portion du ciel est grande. Reste à patienter quelques années pour pouvoir exploiter les données de l'Observatoire Pierre Auger complet, Nord et Sud !

7.9 Comparaison avec l'analyse de Rayleigh

7.9.1 Description de la méthode

La méthode traditionnellement employée dans la communauté des rayons cosmiques depuis des décennies pour étudier les anisotropies à grande échelle de la distribution angulaire des particules observées est l'analyse dite de Rayleigh en ascension droite. Cette méthode, dans sa version la plus simple, permet de caractériser uniquement la distribution en ascension droite mesurée par une expérience dont la fonction d'exposition ne dépend que de la déclinaison. L'estimation de l'anisotropie est donnée par une amplitude r_{1h} et une direction ψ_{1h} définies par :

$$r_{1h} = \sqrt{a^2 + b^2} \quad \text{et} \quad \psi_{1h} = \arctan \frac{b}{a}, \quad (7.61)$$

avec

$$a = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos \varphi_i \quad \text{et} \quad b = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin \varphi_i, \quad (7.62)$$

La méthode revient à estimer le premier ordre du développement de Fourier de la distribution en RA, r_{1h} est donc communément appelé amplitude de première harmonique, et ψ_{1h} sa phase. Les caractéristiques de cette méthode ont été en partie décrites par Linsley (1975) dans [75]. Nous utiliserons néanmoins une approche différente qui permettra de faire apparaître la méthode SAP comme une extension et une généralisation de l'analyse de Rayleigh prenant en compte une dimension angulaire supplémentaire. Afin d'alléger l'exposé, nous reportons en

⁴Comme le disait A.Einstein, "Dieu est subtil, mais il n'est pas méchant !"

annexe 8.2.1 la dérivation des propriétés statistiques de l'amplitude et de la phase, en utilisant comme pour la méthode SAP l'analogie entre le problème de la marche aléatoire et l'amplitude reconstruite. En effet, le vecteur $\mathbf{r}_{1h}$ de composantes (a, b) possède les mêmes propriétés que le vecteur position consécutif à N déplacements aléatoires de longueur $2/N$ chacun.

La distribution des valeurs reconstruites de $\mathbf{r}_{1h}$ tend, à grand N ($N \gg 4/r_{1h}^2$), vers une gaussienne de largeur $\sigma_r = \sqrt{2/N}$ et $\sigma_\psi = \sqrt{2/N r_{1h}^2}$

7.9.2 Relation entre r_{1h} et α

Afin de pouvoir comparer la puissance de reconstruction de l'analyse de Rayleigh à celle de la méthode SAP, il faut établir le lien entre l'amplitude r_{1h} et la vraie amplitude du dipôle. En effet, si l'on suppose que la distribution angulaire des rayons cosmiques comporte un monopôle et un dipôle d'amplitude α , la valeur de r_{1h} correspondante sera différente car l'analyse de Rayleigh n'est sensible qu'à une modulation de l'ascension droite, et est incapable de déterminer la vraie valeur du dipôle, ni son orientation.

Dans l'analyse harmonique standard, les quantités de base calculées à partir des données sont a et b (cf équation 7.62). Suivant l'approche développées dans le cadre de la méthode SAP, nous pouvons réinterpréter ces sommes comme les versions discrètes d'intégrales sur la sphère qui, suivant les relations (7.6) et (7.12), peuvent s'écrire comme :

$$a = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos \varphi_i = \frac{2}{N} \int \Phi(\mathbf{u}) \varepsilon(\mathbf{u}) \cos \varphi d\Omega, \quad (7.63)$$

et

$$b = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin \varphi_i = \frac{2}{N} \int \Phi(\mathbf{u}) \varepsilon(\mathbf{u}) \sin \varphi d\Omega, \quad (7.64)$$

où $\varepsilon(\mathbf{u})$ est l'exposition du ciel dans la direction $\mathbf{u}$ et N est donné par (cf Eq. 7.12) :

$$N = \int \Phi(\mathbf{u}) \varepsilon(\mathbf{u}) d\Omega. \quad (7.65)$$

L'amplitude de première harmonique, $r_{1h} = \sqrt{a^2 + b^2}$, est donc obtenue par intégration directe des expressions ci-dessus, sur la portion de ciel où l'exposition $\mathcal{E}(\theta)$ (toujours supposée indépendante de l'ascension droite par la suite) est différente de zéro. Tout calcul effectué, pour une orientation du dipôle θ_d (en coordonnées sphériques équatoriales), la relation entre r_{1h} et

α s'écrit :

$$r_{1h} = \left| \frac{c_3 \alpha \sin \theta_d}{c_1 + c_2 \alpha \cos \theta_d} \right| \quad (7.66)$$

où c_1 , c_2 et c_3 sont des constantes numériques qui dépendent uniquement de la forme de la fonction d'exposition considérée. Leur expression est donnée par :

$$\begin{aligned} c_1 &= \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathcal{E}(\theta) \sin \theta \, d\theta \\ c_2 &= \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathcal{E}(\theta) \sin \theta \cos \theta \, d\theta \\ c_3 &= \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathcal{E}(\theta) \sin^2 \theta \, d\theta \end{aligned} \quad (7.67)$$

Dans le cas du site sud de l'Observatoire Pierre Auger, nous trouvons : $c_1 = 0.77$, $c_2 = -0.32$ et $c_3 = 0.60$. Pour les deux sites de l'OPA, nous avons : $c_1 = 1.4$, $c_2 = 0.028$ et $c_3 = 1.1$, ces valeurs étant proches de celles du cas idéal de couverture totale et uniforme : $c_1 = 2$, $c_2 = 0$ et $c_3 = \pi/2$.

L'équation (7.66) montre clairement que la relation entre r_{1h} et α dépend de la déclinaison du dipôle, $\delta_d = \frac{\pi}{2} - \theta_d$, qui n'est justement pas reconstruite par l'analyse de Rayleigh. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'amplitude r_{1h} s'annule lorsque $\delta_d = -\pi/2$ ou $\delta_d = \pi/2$, ce qui indique que l'analyse en ascension droite est totalement inadaptée pour étudier une anisotropie dans ce cas, la totalité de la modulation se trouvant sur la déclinaison.

7.9.3 Puissance de reconstruction

Munis de la relation entre l'amplitude de première harmonique et la vraie amplitude du dipôle, nous pouvons calculer la puissance de reconstruction théorique de l'analyse de Rayleigh pour l'amplitude et la phase.

En utilisant la définition (7.23) de la puissance de reconstruction, on peut définir la puissance K_{1h} avec la relation :

$$\frac{r_{1h}}{\sigma_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} r_{1h} \sqrt{N} \equiv K_{1h} \alpha \sqrt{N}, \quad (7.68)$$

avec

$$K_{1h} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{r_{1h}}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{c_3 \sin \theta_d}{c_1 + c_2 \alpha \cos \theta_d} \right|. \quad (7.69)$$

exprimant la puissance de reconstruction de l'amplitude r_{1h} , corrigée du fait que l'analyse de Rayleigh ne reconstruit pas directement l'amplitude du dipôle.

Avec la même démarche d'analyse que celle utilisée pour la méthode SAP, j'ai simulé un grand nombre de lots de données et reconstruit l'amplitude et la phase de première harmonique, afin de comparer l'évolution de la puissance de reconstruction de l'analyse de Rayleigh avec celle de notre méthode.

La figure 7.19 compare l'évolution de la puissance de reconstruction de l'amplitude du dipôle par la méthode SAP avec celle de l'analyse harmonique. Dans le cas du site sud de l'OPA, la puissance K_{1h} est plus importante pour des déclinaisons de dipôle comprises entre -60° and $+60^\circ$, car l'essentiel de la modulation dipolaire est présent dans la distribution en ascension droite. Pour une couverture totale, l'évolution de K_{1h} est peu différente du cas de la couverture partielle (elle est maintenant symétrique par rapport à $\delta = 0^\circ$), et est toujours inférieure à la puissance de reconstruction du dipôle complet.

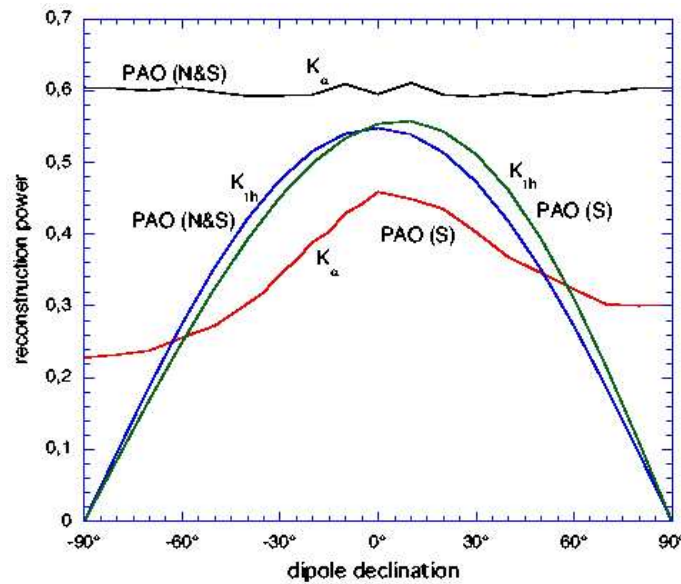


FIG. 7.19 – Comparaison entre la puissance de reconstruction de l'amplitude du dipôle et celle de r_{1h} en fonction de la déclinaison du dipôle., dans le cas de un ou deux sites de l'OPA. La puissance de l'analyse de Rayleigh, K_{1h} , est donnée par l'équation (7.69).

Concernant la précision de la détermination de la phase ψ , il est possible de calculer une puissance de reconstruction équivalente, suivant les mêmes définitions que précédemment, en

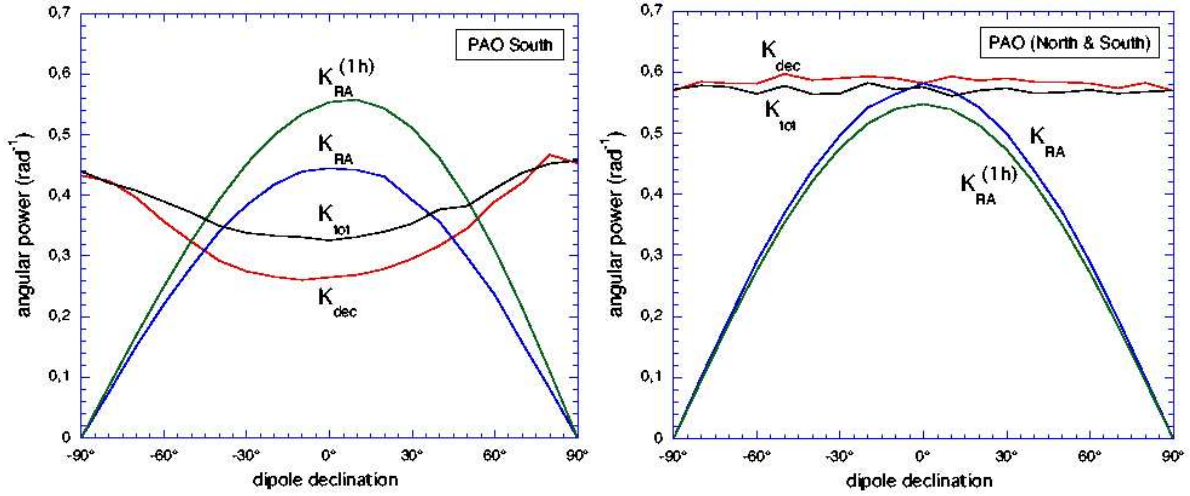


FIG. 7.20 – Comparaison entre la puissance de reconstruction de la direction du dipôle et de la phase de la première harmonique ψ_{1h} , en fonction de la déclinaison du dipôle., dans le cas de un ou deux sites de l'OPA. La puissance de l'analyse de Rayleigh, $K_{RA}(1h)$, est donnée par l'équation (7.70).

utilisant la relation $\sigma_\psi = \sqrt{2/Nr_{1h}^2}$ et en écrivant :

$$\begin{aligned} K_{RA}(1h) &= \frac{\sigma_\psi^{-1}}{\alpha\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{r_{1h}}{\alpha} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{c_3 \sin \theta_d}{c_1 + c_2 \alpha \cos \theta_d} \right| \text{ rad}^{-1}. \end{aligned} \quad (7.70)$$

Cette expression est identique formellement à l'équation (7.69) définissant K_{1h} , mais elle représente une quantité différente, exprimée en rad^{-1} , alors que la puissance de reconstruction de l'amplitude est sans dimension.

L'évolution de $K_{RA}(1h)$ avec la déclinaison du dipôle est illustrée sur la figure 7.20a pour le site sud de l'OPA, et sur 7.20b pour les deux sites. Dans le cas de la couverture partielle du site sud, la reconstruction de l'ascension droite du dipôle avec l'analyse de Rayleigh est toujours plus précise. Lorsque la totalité du ciel est observée, la méthode SAP donne de meilleurs résultats pour estimer l'ascension droite du dipôle.

De manière générale, la méthode SAP, apporte une information supplémentaire par rapport à l'analyse de Rayleigh en analysant la distribution en ascension droite et en déclinaison. Cette information s'avère être d'une grande importance, car l'analyse d'une seule coordonnée

ne permet pas de remonter à l'amplitude de l'anisotropie sous jacente, ni à sa direction. Les résultats de l'analyse de Rayleigh sont donc difficilement interprétables sous cette forme.

Chapitre 8

Recherche d'anisotropies avec les données d'Auger

Résumé du chapitre :

La méthode de reconstruction des anisotropies à grande échelle que nous avons décrite précédemment est appliquée à un lot de données mesurées par le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger. L'analyse est effectuée pour trois estimations différentes de la carte de couverture, et deux procédures d'estimation de l'énergie des événements. Dans chaque cas, la signification des amplitudes reconstruites est calculée : les valeurs du dipôle et du quadripôle reconstruites sont compatibles avec l'hypothèse de l'isotropie de la distribution angulaire.

8.1 Cartes de couverture

Comme nous l'avons mentionné au chapitre 4, la caractérisation des anisotropies des directions d'arrivées des rayons cosmiques n'est possible que si l'on connaît le nombre d'événements attendu dans chaque direction du ciel, à comparer avec le nombre d'événements réellement détectés. La fonction d'exposition $\mathcal{E}_E(\alpha, \delta)$, également appelée carte de couverture, donne la surface effective de détection avec laquelle a été observée une région du ciel centrée autour des coordonnées (α, δ) , au cours d'une période d'acquisition de données. C'est la détermination de cette quantité qui permet de calculer le nombre d'événements attendu dans chaque direction sur la sphère céleste.

Afin de mesurer une anisotropie d'une amplitude de quelques pour cent, il faut connaître la carte de couverture avec la même précision. A titre d'exemple, si on introduit une erreur systématique de 5% sur l'exposition, de manière cohérente, par exemple en sur-estimant $\mathcal{E}_E(\alpha, \delta)$ de 5% dans une direction une région du ciel et en sous-estimant $\mathcal{E}_E(\alpha, \delta)$ de la même façon, il paraît évident qu'une anisotropie de l'ordre de 5% sera artificiellement créée dans les données. De façon générale, l'erreur sur la carte de couverture, même si elle n'introduit pas de corrélation à grande échelle, impose une valeur minimale en-dessous de laquelle une détection d'anisotropie n'est plus fiable, car elle pourrait résulter d'une mauvaise estimation de la carte de couverture.

Dans le cas du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger, la détermination de la fonction d'exposition est beaucoup plus simple aux énergies où l'acceptance est saturée : en effet, celle-ci étant purement géométrique, il suffit de calculer l'intégrale :

$$\mathcal{E}_E(\alpha, \delta) = \int_t \cos \theta S_{\text{eff}} [E, \theta(\alpha, \delta, t), \varphi(\alpha, \delta, t)] dt \quad (8.1)$$

dans laquelle la surface effective de détection $S_{\text{eff}} [E, \theta(\alpha, \delta, t)]$ est simplement égale à une constante. L'évolution temporelle de la surface effective de détection doit être correctement estimée, pour prendre en compte l'agrandissement du réseau avec le temps ainsi que les temps d'inactivité des stations dû aux problèmes techniques. Ce suivi est affectué grâce aux fichiers de T2 (cf. chapitre 4).

Détermination de la carte de couverture en-dessous de la saturation Pour des énergies inférieures à $E_{\text{sat}} \approx 3 \text{ EeV}$, la surface effective de détection dépend de l'angle zénithal θ et de l'énergie de la gerbe, cette dépendance avec l'angle θ doit donc être connue à quelques pour cent près afin d'étudier des anisotropies de faible amplitude. Les simulations de gerbes et du détecteur reproduisent globalement bien les données expérimentales pour des angles zénithaux inférieurs à 45° , cependant, il n'est pas possible d'obtenir actuellement un niveau de confiance suffisant pour se fier aux simulations pour estimer à quelques % près la carte de couverture en-dessous de la saturation. Néanmoins, nous allons voir qu'il est possible d'utiliser les données expérimentales pour estimer la carte de couverture.

Plusieurs méthodes ont été développées dans ce but, notamment la méthode dite semi-analytique (que nous désignerons par SA par la suite) et les méthodes dite de "shuffling".

La méthode semi-analytique est identique dans le principe au calcul de $\mathcal{E}_E(\alpha, \delta)$ dans le cas où l'acceptance est saturée : la carte de couverture s'obtient en intégrant la surface effective de détection comme dans l'équation 8.1, à la différence que la dépendance en θ de $S_{\text{eff}}[E, \theta(\alpha, \delta, t)]$ est obtenue à partir de la distribution des angles zénithaux expérimentale. Un ajustement de l'histogramme des angles θ mesurés permet d'obtenir la dépendance correcte à partir des données, dans l'hypothèse où la présence d'une anisotropie ne modifie pas cette distribution, sous peine d'absorber l'anisotropie.

Pour vérifier si cette hypothèse est justifiée, il est possible de générer un lot de données contenant un dipôle de 50% d'amplitude, et de voir par un simple changement de référentiel si la distribution des θ mesurée par le SD est modifiée ou non. La figure 8.1a) illustre le résultat : la présence d'un dipôle de forte amplitude ne modifie que très peu ($\sim 3\%$) la distribution des angles zénithaux, ce qui permet d'utiliser la distribution expérimentale. En revanche, la distribution des angles azimuthaux est fortement modifiée par la présence du dipôle, comme on peut le voir sur la figure 8.1b). Une des subtilités de la méthode semi-analytique est que le choix des fonctions de base pour l'ajustement de la distribution des angles zénithaux peut introduire une erreur systématique sur la carte de couverture corrélée entre les différentes régions du ciel.

Les méthodes dite de "shuffling" permettent d'estimer la carte de couverture à partir des données uniquement. Le principe commun est le suivant : à partir d'un lot de données, on construit un grand nombre de lots d'événements simulés à partir des distributions expérimentales en θ , en φ et en temps d'arrivée t en permutant les θ_i , φ_i et t_i des événements observés. Le

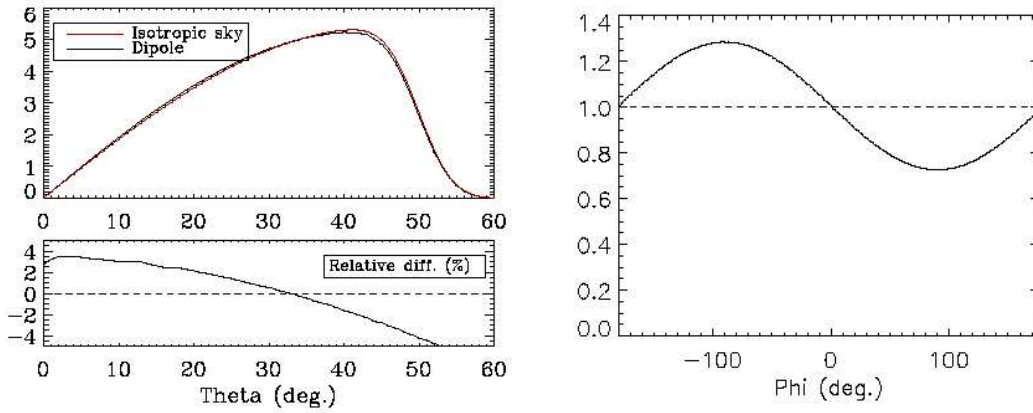


FIG. 8.1 – À gauche : a) Distribution des angles zénithaux qu'observerait le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger, en présence d'un dipôle de 50% orienté vers $\delta = 60^\circ$ en trait plein, et dans le cas isotrope en pointillés. La différence relative entre les deux distributions ne dépasse pas 5%. À droite : distribution en azimuth observée en présence du même dipôle, le Pôle Sud céleste correspondant à $\varphi = -90^\circ$. La distribution azimuthale est fortement modifiée par une anisotropie. D'après [2].

problème est de déterminer comment permuter les événements et quelles distributions conserver. Nous avons vu que contrairement à la distribution en θ , la distribution en azimuth est fortement modifiée par la présence d'une anisotropie, ainsi reproduire la distribution en φ risque d'entraîner l'absorption de l'anisotropie. La surface effective de détection du SD de l'OPA étant indépendante de l'azimuth, les φ_i des événements simulés sont donc tirés suivant une loi uniforme, alors que les θ_i sont permutés entre eux.

Concernant la distribution temporelle, il est possible soit d'échanger les temps sidéraux t_i directement, avec cependant le risque d'absorber une éventuelle anisotropie; soit en permutant indépendamment les heures solaires s_i (nombres réels compris entre 0 et 24 heures) et les jours solaires j_i (nombres entiers) des événements, tels que $t_i = s_i/24 + j_i$. Cette deuxième méthode permet d'absorber complètement les modulations du taux d'événements dues à l'instabilité du réseau ou à son déploiement, tout en absorbant une fraction bien moindre d'une éventuelle anisotropie sur le ciel. Nous désignerons la première méthode par "shuffling UTC" et la deuxième par "shuffling FAM" (pour Factorized Acceptance Method), en référence à l'hypothèse que l'acceptance se factorise en une fonction des heures solaires et une fonction du jour solaire.

8.2 Résultats aux grandes échelles : application de la méthode SAP

Afin d'illustrer le principe de la caractérisation des anisotropies à grande échelle avec la méthode SAP, j'ai analysé un lot de données mesurées par le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger entre 2004 et 2005, en excluant les mêmes périodes que pour l'étude du spectre d'énergie (cf chapitre 5). La reconstruction utilisée est également identique à celle décrite pour le spectre d'énergie, avec deux estimations différentes de l'énergie. J'ai effectué l'analyse pour trois cartes de couverture, calculées avec des méthodes différentes : le shuffling en temps UTC et l'hypothèse de factorisation de l'acceptance en permutant indépendamment heures et jours solaires (FAM). Le shuffling en temps UTC est effectué soit en conservant la distribution temporelle (échanges des t_i), soit en tirant les t_i suivant une loi uniforme. Le tirage des temps d'arrivée suivant une loi uniforme correspond au cas idéal d'un détecteur parfait possédant une efficacité de détection uniforme en temps et en ascension droite.

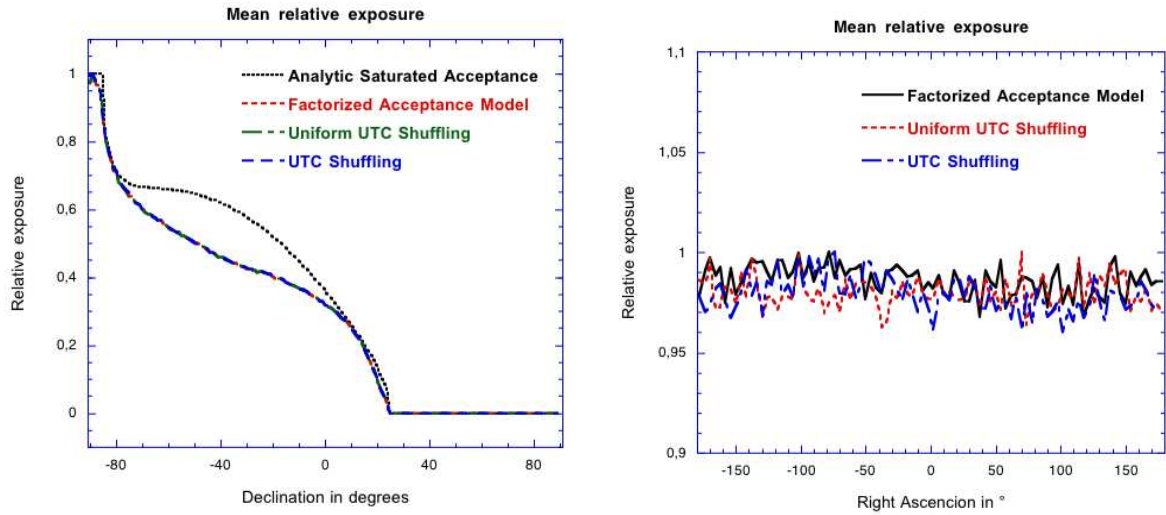


FIG. 8.2 – Comparaison des fonctions d'exposition relative du réseau de surface de l'OPA, projetées sur la déclinaison (à gauche) et sur l'ascension droite (à droite). Les cartes sont obtenues avec la méthode du shuffling : 1) dans l'hypothèse de factorisation de l'acceptance en heures et jours solaires (FAM), 2) dans le cas d'une permutation des temps d'arrivée (UTC) et 3) dans le cas où les temps d'arrivée sont tirés uniformément (uniform UTC). La fonction d'exposition correspondant à une acceptance saturée (purement géométrique) et indépendante de l'ascension droite est également représentée en fonction de la déclinaison.

La figure 8.2 illustre la forme des différentes cartes de couvertures ainsi obtenues. La valeur de l'exposition relative moyennée sur l'ascension droite ou sur la déclinaison y est représentée. On peut remarquer que les différentes méthodes donnent des résultats très proches en moyenne, concernant l'évolution de l'exposition avec la déclinaison. Concernant la variation en ascension droite, les fonction d'expositions présentent des écarts de l'ordre de quelques pour cent.

La fonction purement analytique que nous avons employée pour la description de la méthode SAP, qui est valable pour les énergies au-dessus de la saturation, possède une plus grande couverture du ciel : les valeurs de la puissance de reconstruction obtenues dans le chapitre 7 constituent donc une limite supérieure à la puissance de reconstruction que peut atteindre l'OPA.

J'ai appliqué la méthode SAP pour reconstruire l'amplitude du dipôle (au premier et au second ordre) ainsi que du quadripôle, sur un lot de données mesurées entre l'année 2004 et 2005. L'estimation de l'énergie est effectuée à partir soit des simulations Monte Carlo, soit à partir de la procédure d'étalonnage entre l'énergie SD et l'énergie FD, utilisant la méthode du Constant Intensity Cut (cf. chapitre ??). Seuls les événements dont l'énergie est comprise entre 0.8 et 3 EeV sont conservés, de manière identique au lot de données utilisé par l'expérience AGASA, qui a observé un excès en direction du centre galactique (cf. [18]). Les estimations de l'énergie étant différentes (CIC ou Monte Carlo), les deux lots de données ne contiennent pas exactement les mêmes événements. Le lot de données Monte-Carlo contient $\sim 79\,000$ événements, soit $\sqrt{N} \simeq 281$, alors que le lot de données CIC+FD contient $\sim 70\,000$ événements, soit $\sqrt{N} \simeq 265$. L'échelle d'énergie des Monte-Carlo étant plus haute, un nombre plus élevé d'événements à basse énergie est reconstruit au-dessus de 3 EeV, contribuant ainsi au lot de données.

Pour chacune des trois cartes de couverture, et pour les deux lots de données (CIC ou Monte Carlo), j'ai reconstruit avec la méthode SAP le dipôle et le quadripôle en limitant la fonction d'exposition à une valeur de la déclinaison $\delta_{\text{cut}} = 15^\circ, 20^\circ$ et 22° , afin d'augmenter la puissance de reconstruction de la méthode SAP (cf. optimisation de la méthode SAP). L'ordre de grandeur de la fraction d'événements exclue pour chacune des coupures est de $\sim 0,4\%$ pour $\delta_{\text{cut}} = 15^\circ$, $\sim 1\%$ pour $\delta_{\text{cut}} = 20^\circ$ et $\sim 3\%$ pour $\delta_{\text{cut}} = 22^\circ$.

Pour chaque configuration (carte de couverture, énergie estimée, coupure δ_{cut}), j'ai calculé la valeur de l'amplitude du dipôle (premier et second ordre) et du quadripôle correspondant

à une signficance de 3σ . Pour cela, j'ai simulé 50 000 réalisations différentes d'un lot de données correspondant à un flux isotrope, contenant le même nombre d'événements que le lot expérimental associé à chaque coupure δ_{cut} . J'ai ainsi calculé les valeurs de $\alpha_{3\sigma}$ pour le dipôle au premier et second ordre et $\beta_{3\sigma}$ pour le quadripôle à partir des distributions reconstruites, comme décrit dans le chapitre 7.

Les résultats de cette analyse sont résumés dans les tableaux ci-après. L'amplitude du dipôle au second ordre, qui semble être à la limite des 3σ pour $\delta_{\text{cut}} = 15^\circ$, diminue lorsque l'on limite un peu plus la fonction d'exposition en déclinaison, et n'est donc pas significative. L'orientation du dipôle varie également fortement entre les différentes valeurs de δ_{cut} , ce qui indique que le dipôle reconstruit provient d'une fluctuation. La reconstruction du quadripôle semble également indiquer que la distribution angulaire du lot de données est compatible avec une absence de modulation quadripolaire.

La conclusion qui peut être tirée de cette étude très préliminaire est donc qu'aucune anisotropie à grande échelle ne semble être significative. Cependant, la grande surface de collection du SD de l'Observatoire Pierre Auger permettra de tester la présence d'anisotropies à grande échelle de l'ordre de quelques pour cent dans les quelques années à venir.

8.2.1 Résumé des résultats de l'analyse avec la méthode SAP

Déclinaison maximale	22°	20°	15°
Carte de couverture : FAM			
Amplitude du dipôle (en %)	1,9 $\pm$ 0.5	1,4 $\pm$ 0.7	1,6 $\pm$ 0.7
Amplitude signficance à 3σ (en %)	3,5	3,4	3,3
Déclinaison (en degrés)	53 $\pm$ 18	-5 $\pm$ 25	-51 $\pm$ 24
Ascension droite (en degrés)	121 $\pm$ 29	125 $\pm$ 29	130 $\pm$ 32
Carte de couverture : Shuffling UTC uniforme			
Amplitude du dipôle (en %)	1,8 $\pm$ 0.6	1,3 $\pm$ 0.8	1,6 $\pm$ 0.7
Amplitude signficance à 3σ (en %)	3,4	3,4	3,5
Déclinaison (en degrés)	57 $\pm$ 19	-6 $\pm$ 27	-49 $\pm$ 25
Ascension droite (en degrés)	120 $\pm$ 30	126 $\pm$ 42	128 $\pm$ 35
Carte de couverture : Shuffling UTC			
Amplitude du dipôle (en %)	1,7 $\pm$ 0.6	1,2 $\pm$ 0.8	1,5 $\pm$ 0.7
Amplitude signficance à 3σ (en %)	3,5	3,4	3,4
Déclinaison (en degrés)	56 $\pm$ 20	-3 $\pm$ 29	-52 $\pm$ 24
Ascension droite (en degrés)	127 $\pm$ 32	130 $\pm$ 46	135 $\pm$ 37

Reconstruction du *dipôle au premier ordre* : résultats expérimentaux pour les énergies estimées avec les simulations.

Déclinaison maximale	22°	20°	15°
Carte de couverture : FAM			
Amplitude du dipôle (en %)	1,3 $\pm$ 0.8	0,3 $\pm$ 0.3	0,9 $\pm$ 1.3
Amplitude signficance à 3σ (en %)	3,6	3,5	3,5
Déclinaison (en degrés)	76 $\pm$ 29	-9 $\pm$ 124	-78 $\pm$ 42
Ascension droite (en degrés)	58 $\pm$ 45	76 $\pm$ 191	103 $\pm$ 66
Carte de couverture : Shuffling UTC uniforme			
Amplitude du dipôle (en %)	1,3 $\pm$ 0.8	0,4 $\pm$ 0.7	0,9 $\pm$ 1.2
Amplitude signficance à 3σ (en %)	3,7	3,5	3,5
Déclinaison (en degrés)	76 $\pm$ 28	-16 $\pm$ 93	-75 $\pm$ 41
Ascension droite (en degrés)	80 $\pm$ 45	93 $\pm$ 118	90 $\pm$ 181
Carte de couverture : Shuffling UTC			
Amplitude du dipôle (en %)	1,3 $\pm$ 0.8	0,3 $\pm$ 3.0	1,0 $\pm$ 1.0
Amplitude signficance à 3σ (en %)	3,7	3,6	3,5
Déclinaison (en degrés)	82 $\pm$ 29	-2 $\pm$ 124	-72 $\pm$ 42
Ascension droite (en degrés)	91 $\pm$ 45	110 $\pm$ 192	114 $\pm$ 65

Reconstruction du *dipôle au premier ordre* : résultats expérimentaux pour les énergies estimées avec la méthode CIC.

Déclinaison maximale	22°	20°	15°
Carte de couverture : FAM			
Amplitude du dipôle (en %)	8,7 $\pm$ 0.3	4,5 $\pm$ 0.6	2,0 $\pm$ 1.3
Amplitude signficance à 3σ (en %)	8,3	8,0	8,8
Déclinaison (en degrés)	82 $\pm$ 8	68 $\pm$ 16	52 $\pm$ 35
Ascension droite (en degrés)	116 $\pm$ 13	122 $\pm$ 25	130 $\pm$ 55
Carte de couverture : Shuffling UTC uniforme			
Amplitude du dipôle (en %)	8,7 $\pm$ 0.3	4,5 $\pm$ 0.6	2,0 $\pm$ 1.3
Amplitude signficance à 3σ (en %)	8,8	8,0	8,4
Déclinaison (en degrés)	83 $\pm$ 80	67 $\pm$ 16	51 $\pm$ 35
Ascension droite (en degrés)	114 $\pm$ 13	126 $\pm$ 25	130 $\pm$ 55
Carte de couverture : Shuffling UTC			
Amplitude du dipôle (en %)	8,4 $\pm$ 0.3	4,7 $\pm$ 0.5	2,0 $\pm$ 1.3
Amplitude signficance à 3σ (en %)	8,4	8,2	8,9
Déclinaison (en degrés)	83 $\pm$ 8	70 $\pm$ 15	56 $\pm$ 35
Ascension droite (en degrés)	126 $\pm$ 13	130 $\pm$ 23	141 $\pm$ 55

Reconstruction du *dipôle au second ordre* : résultats expérimentaux pour les énergies estimées avec les simulations.

Déclinaison maximale	22°	20°	15°
Carte de couverture : FAM			
Amplitude du dipôle (en %)	5,9 $\pm$ 0.4	1,2 $\pm$ 2.2	1,0 $\pm$ 2.5
Amplitude signficance à 3σ (en %)	8,6	8,6	9,5
Déclinaison (en degrés)	83 $\pm$ 13	70 $\pm$ 62	-59 $\pm$ 64
Ascension droite (en degrés)	55 $\pm$ 20	70 $\pm$ 97	86 $\pm$ 101
Carte de couverture : Shuffling UTC uniforme			
Amplitude du dipôle (en %)	5,6 $\pm$ 0.4	1,9 $\pm$ 1.3	1,3 $\pm$ 2.2
Amplitude signficance à 3σ (en %)	8,8	8,7	9,5
Déclinaison (en degrés)	83 $\pm$ 15	65 $\pm$ 39	-60 $\pm$ 61
Ascension droite (en degrés)	79 $\pm$ 22	90 $\pm$ 61	87 $\pm$ 96
Carte de couverture : Shuffling UTC			
Amplitude du dipôle (en %)	6,3 $\pm$ 0.4	2,5 $\pm$ 1.0	1,0 $\pm$ 2.5
Amplitude signficance à 3σ (en %)	8,7	8,6	9,5
Déclinaison (en degrés)	86 $\pm$ 12	73 $\pm$ 30	-39 $\pm$ 64
Ascension droite (en degrés)	76 $\pm$ 17	77 $\pm$ 47	99 $\pm$ 101

Reconstruction du *dipôle au second ordre* : résultats expérimentaux pour les énergies estimées avec la méthode CIC.

Déclinaison maximale	22°	20°	15°
Carte de couverture : FAM			
Amplitude du quadripôle (en %)	6,0 $\pm$ 0.3	3,8 $\pm$ 0.4	2,0 $\pm$ 0.8
Amplitude signficance à 3σ (en %)	5,6	5,4	5,4
Déclinaison (en degrés)	87 $\pm$ 8	80 $\pm$ 12	84 $\pm$ 23
Ascension droite (en degrés)	88 $\pm$ 12	120 $\pm$ 19	126 $\pm$ 36
Carte de couverture : Shuffling UTC uniforme			
Amplitude du quadripôle (en %)	5,8 $\pm$ 0.3	3,6 $\pm$ 0.5	1,9 $\pm$ 0.8
Amplitude signficance à 3σ (en %)	5,7	5,4	5,7
Déclinaison (en degrés)	88 $\pm$ 8	81 $\pm$ 13	82 $\pm$ 23
Ascension droite (en degrés)	80 $\pm$ 12	129 $\pm$ 20	138 $\pm$ 36
Carte de couverture : Shuffling UTC			
Amplitude du quadripôle (en %)	5,7 $\pm$ 0.3	3,7 $\pm$ 0.4	2,0 $\pm$ 0.8
Amplitude signficance à 3σ (en %)	5,7	5,4	5,7
Déclinaison (en degrés)	88 $\pm$ 8	81 $\pm$ 12	82 $\pm$ 23
Ascension droite (en degrés)	116 $\pm$ 12	134 $\pm$ 19	183 $\pm$ 36

Reconstruction du *quadripôle* : résultats expérimentaux pour les énergies estimées avec les simulations.

Déclinaison maximale	22°	20°	15°
Carte de couverture : FAM			
Amplitude du quadripôle (en %)	4,0 $\pm$ 0.4	2,2 $\pm$ 0.7	0,9 $\pm$ 1.8
Amplitude signficance à 3σ (en %)	5,7	5,7	5,9
Déclinaison (en degrés)	82 $\pm$ 12	73 $\pm$ 21	39 $\pm$ 52
Ascension droite (en degrés)	55 $\pm$ 18	73 $\pm$ 33	106 $\pm$ 80
Carte de couverture : Shuffling UTC uniforme			
Amplitude du quadripôle (en %)	3,8 $\pm$ 0.4	1,9 $\pm$ 0.8	1,0 $\pm$ 1.6
Amplitude signficance à 3σ (en %)	5,9	5,7	6,0
Déclinaison (en degrés)	83 $\pm$ 13	70 $\pm$ 23	38 $\pm$ 46
Ascension droite (en degrés)	82 $\pm$ 19	95 $\pm$ 35	103 $\pm$ 72
Carte de couverture : Shuffling UTC			
Amplitude du quadripôle (en %)	4,2 $\pm$ 0.4	2,2 $\pm$ 0.7	1,2 $\pm$ 1.3
Amplitude signficance à 3σ (en %)	5,9	5,7	5,9
Déclinaison (en degrés)	85 $\pm$ 10	75 $\pm$ 21	47 $\pm$ 38
Ascension droite (en degrés)	68 $\pm$ 15	92 $\pm$ 33	103 $\pm$ 60

Reconstruction du *quadripôle* : résultats expérimentaux pour les énergies estimées avec la méthode CIC.

Annexe Mathématique : Formulaire de la méthode SAP

Nous rappelons dans cet annexe les principales définitions et donnons le détails de l'expression des moments de la distribution angulaire des rayons cosmiques en présence d'une anisotropie dipolaire et quadripolaire. Le cas de la couverture totale est rappelé au lecteur, l'écriture des moments et de leurs sommes discrètes correspondantes est donnée dans le cas de la couverture partielle.

Écriture du flux et paramétrisation du dipôle et du quadripôle

Le flux de rayons cosmiques dans la direction $\mathbf{u}$ est paramétrisé sous la forme :

$$\Phi(\mathbf{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u} + \sum_{i,j} Q_{ij} u_i u_j) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u} + \sum_{i,j} \lambda_i (\mathbf{q}_i \cdot \mathbf{u})^2),$$

où $\Phi_0/4\pi$ représente la composante isotrope, à laquelle on ajoute un dipôle d'amplitude α ($0 \leq \alpha \leq 1$) dans la direction $\mathbf{D}$ et un quadripôle décrit par un tenseur de second ordre, Q_{ij} , symétrique et de trace nulle, dont les vecteur propres sont notés $\mathbf{q}_i$ et les valeurs propres associées λ_i

Les composantes cartésiennes du vecteur dipôle et de la matrice Q sont notées :

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad Q = \begin{pmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} & Q_{xz} \\ Q_{xy} & Q_{yy} & Q_{yz} \\ Q_{xz} & Q_{yz} & Q_{zz} \end{pmatrix}$$

Couverture totale

Écriture des moments Les moments sont définis par :

$$I_0 = \int \Phi(\mathbf{u}) d\Omega \quad , \quad \mathbf{I} = \int \mathbf{u} \Phi(\mathbf{u}) d\Omega \quad \text{et} \quad I_{ij} = \int \Phi(\mathbf{u}) (u_i u_j - \frac{1}{3} \delta_{ij}) d\Omega,$$

et sont reliés aux paramètres du dipôle et du quadripôle par :

$$I_0 = \Phi_0 \quad \mathbf{I} = \frac{1}{3} \Phi_0 \times \alpha \mathbf{D} \quad , \quad \text{et} \quad I_{ij} = \frac{2}{15} \Phi_0 \times Q_{ij}$$

Écriture des sommes sur les événements Les sommes discrètes correspondant aux moments s'écrivent :

$$S_0 = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)} \quad , \quad \mathbf{S} = \sum_k \frac{\mathbf{u}_k}{\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)} \quad \text{et} \quad S_{ij} = \sum_k \frac{(u_i)_k (u_j)_k - \frac{1}{3} \delta_{ij}}{\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)}$$

où la sommation s'effectue sur les événements pondérés par l'exposition $\mathcal{E}(\mathbf{u}_k)$ dans la direction d'où provient l'événement k .

Expression des paramètres du dipôle et du quadripôle Le vecteur dipôle et la matrice décrivant le quadripôle s'écrivent :

$$\alpha \mathbf{D} = 3 \frac{\mathbf{S}}{S_0} \quad \text{et} \quad Q_{ij} = \frac{15}{2} \frac{S_{ij}}{S_0}$$

Couverture partielle

Écriture des moments Les moments I_0 , $\mathbf{I}$ et I_{ij} de la distribution angulaire des rayons cosmiques sont définis par les relations :

$$[I_0 ; \mathbf{I} ; I_{ij}] = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi [\Phi(\mathbf{u}) ; \mathbf{u}\Phi(\mathbf{u}) ; u_i u_j \Phi(\mathbf{u})]$$

et sont reliés aux paramètres du dipôle et du quadripôle par :

$$I_0 = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{31}(Q_{xx} + Q_{yy}) - 2c_3 Q_{zz} - 2c_2 D_z - 2c_1]$$

$$I_x = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{31} D_x + 2\Delta_{42} Q_{xz}]$$

$$I_y = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{31} D_y + 2\Delta_{42} Q_{yz}]$$

$$I_z = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{42}(Q_{xx} + Q_{yy}) - 2c_4 Q_{zz} - 2c_3 D_z - 2c_2]$$

$$I_{xx} = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{53} Q_{zz} + \frac{1}{4}(3Q_{xx} + Q_{yy}) + \Delta_{42} D_z + \Delta_{31}]$$

$$I_{yy} = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{53} Q_{zz} + \frac{1}{4}(3Q_{yy} + Q_{xx}) + \Delta_{42} D_z + \Delta_{31}]$$

$$I_{zz} = \frac{\Phi_0}{4\pi} [\Delta_{53}(Q_{xx} + Q_{yy}) - 2c_5 Q_{zz} - 2c_4 D_z - 2c_3]$$

$$I_{xy} = \frac{\Phi_0}{4\pi} [(\Delta_{31} - \Delta_{53}) Q_{xy}]$$

$$I_{xz} = \frac{\Phi_0}{4\pi} [2\Delta_{53} Q_{xz} + \Delta_{42} D_x]$$

$$I_{yz} = \frac{\Phi_0}{4\pi} [2\Delta_{53} Q_{yz} + \Delta_{42} D_y]$$

avec les notations

$$c_n = \frac{1}{n} [\cos(\theta_{max})^n - \cos(\theta_{min})^n] \quad \text{et} \quad \Delta_{ij} = c_i - c_j$$

Écriture des sommes sur les événements Les sommes dans le cas de la couverture partielle s'écrivent maintenant :

$$\tilde{S}_0 = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} (c_2 u_z - c_3)$$

$$\tilde{S}_x = \sum_k \frac{u_x}{\mathcal{E}_k}$$

$$\tilde{S}_y = \sum_k \frac{u_y}{\mathcal{E}_k}$$

$$\tilde{S}_z = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} (c_2 - c_1 u_z)$$

$$\tilde{S}_{xx} = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} (u_x^2 - u_y^2)$$

$$\tilde{S}_{xy} = \sum_k \frac{u_x u_y}{\mathcal{E}_k}$$

$$\tilde{S}_{zz} = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} [c_1 (\gamma_3 u_z^2 - \gamma_4 u_z) + c_2 \gamma_4 - c_3 \gamma_3]$$

$$\tilde{S}_{xz} = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} (\Delta_{42} u_x - \Delta_{31} u_x u_z)$$

$$\tilde{S}_{yz} = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} (\Delta_{42} u_y - \Delta_{31} u_y u_z)$$

Expression des paramètres du dipôle et du quadripôle L'expression du monopôle fait intervenir des sommes du second ordre. Elle est donnée par :

$$\Phi_0 = \Phi_0^{\text{dip}} \left(1 + \epsilon \frac{\tilde{S}_{zz}}{\tilde{S}_0} \right)$$

où

$$\epsilon = \frac{\gamma_3}{6(\gamma_1 - \gamma_2)} [c_3(c_1 - 3c_3) - c_2(c_2 - 3c_4)]$$

et

$$\Phi_0^{\text{dip}} = \frac{4\tilde{S}_0}{\gamma_3}$$

représente la valeur du monopôle reconstruite au premier ordre (en l'absence de quadripôle dans le flux). Les constantes introduites ont pour expression :

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= (c_4c_1 - c_3c_2)^2 \\ \gamma_2 &= (c_3c_1 - c_2^2)(c_5c_1 - c_3^2) \\ \gamma_3 &= 2(c_3c_1 - c_2^2) \\ \gamma_4 &= 2(c_4c_1 - c_3c_2) \end{aligned}$$

Les composantes du dipôle s'écrivent alors :

$$D_i = \frac{1}{1 + \epsilon \frac{\tilde{S}_{zz}}{\tilde{S}_0}} (D_i^{\text{dip}} + \xi_i \tilde{S}_{iz}) \quad (i = x, y, z)$$

où les quantités D_i^{dip} sont les composantes du dipôle reconstruites au premier ordre (en l'absence de quadripôle). Leur expression est donnée par :

$$D_x^{\text{dip}} = \frac{4\tilde{S}_x}{\Phi_0^{\text{dip}} \Delta_{31}} \quad , \quad D_y^{\text{dip}} = \frac{4\tilde{S}_y}{\Phi_0^{\text{dip}} \Delta_{31}} \quad , \quad D_z^{\text{dip}} = \frac{4\tilde{S}_z}{\Phi_0^{\text{dip}} \gamma_3}$$

avec les constantes ξ_i :

$$\xi_x = \xi_y = \frac{4}{\Phi_0^{\text{dip}}} \frac{\Delta_{42}}{\Delta_{42}^2 - \Delta_{53}\Delta_{31}} \quad \text{et} \quad \xi_z = \frac{4}{\Phi_0^{\text{dip}}} \frac{\gamma_1}{\gamma_3\gamma_4(\gamma_2 - \gamma_1)}$$

La matrice du quadripôle est déterminée par les relations :

$$\begin{aligned}
 Q_{xx} &= \frac{4}{\Phi_0} \left[\frac{\tilde{S}_{xx}}{\Delta_{31} - \Delta_{53}} + \frac{\tilde{S}_{zz}}{12(\gamma_2 - \gamma_1)} \right] \\
 Q_{zz} &= \frac{2}{3\Phi_0} \frac{\tilde{S}_{zz}}{(\gamma_1 - \gamma_2)} \quad , \quad Q_{yy} = -Q_{xx} - Q_{zz} \\
 Q_{xy} &= \frac{8}{\Phi_0} \frac{\tilde{S}_{xy}}{\Delta_{31} - \Delta_{53}} \\
 Q_{xz} &= \frac{2}{\Phi_0} \frac{\tilde{S}_x}{(\Delta_{42}^2 - \Delta_{31}\Delta_{53})} \\
 Q_{yz} &= \frac{2}{\Phi_0} \frac{\tilde{S}_y}{(\Delta_{42}^2 - \Delta_{31}\Delta_{53})}
 \end{aligned}$$

Valeurs limites en couverture totale L'écriture des composantes du dipôle et du quadripôle dans le cas d'une couverture partielle tend vers l'expression obtenue en couverture totale lorsque $\theta_{\min}$ tend vers 0 et $\theta_{\max}$ tend vers π . Les valeurs limites correspondant à une couverture totale des constantes que nous avons introduites sont données par :

$$\begin{aligned}
 c_1 &\rightarrow -2 & c_2 &\rightarrow 0 \\
 c_3 &\rightarrow -2/3 & c_4 &\rightarrow 0 \\
 c_5 &\rightarrow -2/5 \\
 \Delta_{31} &\rightarrow 4/3 & \Delta_{53} &\rightarrow 4/15 \\
 \gamma_1 &\rightarrow 0 & \gamma_2 &\rightarrow 64/135 \\
 \gamma_3 &\rightarrow 8/3 & \gamma_4 &\rightarrow 0 \\
 \epsilon &\rightarrow 0 \\
 \xi_x &\rightarrow \xi_y \rightarrow \xi_z \rightarrow 0
 \end{aligned}$$

Les sommes définies dans le cas de la couverture partielle convergent vers les valeurs :

$$\begin{aligned}
 \tilde{S}_0 &\rightarrow \frac{2}{3} S_0 \\
 \tilde{S}_x &\rightarrow S_x \\
 \tilde{S}_y &\rightarrow S_y \\
 \tilde{S}_z &\rightarrow 2 S_z \\
 \tilde{S}_{xx} &\rightarrow S_{xx} - S_{yy} \\
 \tilde{S}_{xy} &\rightarrow S_{xy} \\
 \tilde{S}_{zz} &\rightarrow -\frac{16}{3} S_{zz} \\
 \tilde{S}_{xz} &\rightarrow -\frac{4}{3} S_{xz} \\
 \tilde{S}_{yz} &\rightarrow -\frac{4}{3} S_{yz}
 \end{aligned}$$

impliquant la relation

$$\Phi_0^{\text{dip}} \rightarrow S_0$$

qui permet de retrouver les expressions des paramètres du dipôle et du quadripôle obtenues dans le cas de la couverture totale :

$$\alpha \mathbf{D} = 3 \frac{\mathbf{S}}{S_0} \quad \text{et} \quad Q_{ij} = \frac{15}{2} \frac{S_{ij}}{S_0}$$

Annexe Mathématique : Propriétés statistiques de l'analyse de Rayleigh

Nous rappelons dans cette annexe les principes de la méthode et proposons une approche basée sur l'analogie avec la marche aléatoire pour dériver les propriétés statistiques des paramètres reconstruits.

Ecriture des paramètres reconstruits

La méthode consiste à estimer le premier ordre du développement de Fourier de la distribution des ascensions droites mesurée par une expérience donnée, dont la fonction d'exposition est uniforme sur tout le ciel.

L'estimation de l'anisotropie est caractérisée par une amplitude r_{1h} et une direction ψ_{1h} définies par :

$$r_{1h} = \sqrt{a^2 + b^2} \quad \text{et} \quad \psi_{1h} = \arctan \frac{b}{a},$$

avec

$$a = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos \varphi_i \quad \text{et} \quad b = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin \varphi_i,$$

où N est le nombre total d'événements détectés.

Propriétés statistiques dans le cas d'un flux isotrope

De la même façon que pour la méthode SAP, nous allons dériver la forme de la distribution des paramètres reconstruits en commençant par le cas où la distribution angulaire est isotrope.

Sous cette hypothèse, le vecteur $\mathbf{r}_{1h}$ défini par sa norme r_{1h} et sa direction ψ_{1h} , est l'équivalent du vecteur position $\mathbf{r}$ à deux dimensions, consécutif à la succession de N pas de longueur $\lambda = 2/N$ orientés aléatoirement de manière isotrope.

L'analogie avec le problème de la marche aléatoire est donc établie par les relations de correspondance suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &\Leftrightarrow \mathbf{r}_{1h} \\ \lambda &\Leftrightarrow \frac{2}{N} \\ D_{\text{diffusion}} &\Leftrightarrow \frac{1}{4} \lambda c \end{aligned}$$

dans laquelle $D_{\text{diffusion}}$ est le coefficient de diffusion à deux dimensions, la relation entre ce coefficient et le libre parcours moyen λ ayant été démontrée précédemment.

La distribution du vecteur $\mathbf{r}_{1h}$ peut donc s'obtenir de manière identique au cas à trois dimensions, en utilisant le théorème de la limite centrale pour dériver l'expression suivante :

$$p(\mathbf{r}_{1h}, N) = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_{1h}^2}{2\sigma_r^2}\right)$$

dans laquelle $p(\mathbf{r}_{1h}, N)$ $d^2\mathbf{r}_{1h}$ est la probabilité de reconstruire le vecteur $\mathbf{r}_{1h}$ à $d^2\mathbf{r}_{1h}$ près. L'écart type de la gaussienne est relié au nombre d'événements par : $\sigma_r = \sqrt{\frac{2}{N}}$. La probabilité de mesurer une phase ψ_{1h} est donc uniforme sur $[0, 2\pi]$.

En intégrant l'expression ci-dessus sur l'angle ψ_{1h} , la probabilité de mesurer une amplitude r_{1h} à dr_{1h} près s'écrit :

$$p(r_{1h}, N) = \frac{r_{1h}}{\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{r_{1h}^2}{2\sigma_r^2}\right)$$

qui s'approche d'une distribution gaussienne à grand N .

Significance La probabilité $P(r_{1h}^{\text{rec}} \geq r_{1h})$ de reconstruire une amplitude r_{1h}^{rec} supérieure ou égale à r_{1h} dans le cas d'un flux isotrope, s'obtient en intégrant la probabilité $p(r_{1h}, N)$

comme :

$$\begin{aligned} P(r_{1h}^{\text{rec}} \geq r_{1h}) &= \int_{r_{1h}}^{\infty} p(r_{1h}, N) dr_{1h} \\ &= \exp\left(-\frac{(r_{1h}^{\text{rec}})^2}{2\sigma_r^2}\right) \end{aligned}$$

La signficance s'exprime donc de manière simple et permet par exemple de calculer analytiquement la valeur seuil $(r_{1h}^{\text{rec}})_{3\sigma}$ pour laquelle la probabilité $P(r_{1h}^{\text{rec}} \geq r_{1h})$ vaut 0.27% :

$$(r_{1h}^{\text{rec}})_{3\sigma} = \sqrt{\frac{4 \ln(1/0.0027)}{N}} \approx \frac{4.9}{\sqrt{N}}$$

Propriétés statistiques dans le cas d'un flux modulé par un dipôle

Nous exposons maintenant les propriétés de la phase et de l'amplitude lors de l'analyse de Rayleigh d'une distribution angulaire modulée par un dipôle. Nous paramétrisons le flux sur la sphère sous la forme :

$$\Phi(\mathbf{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u}),$$

et sa projection en ascension droite :

$$\Phi(\mathbf{u}_{2D}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left(2 + \frac{\pi}{2} \alpha \mathbf{D}_{2D} \cdot \mathbf{u}_{2D}\right)$$

où la projection dans le plan xOy des vecteurs $\mathbf{u}$ et $\mathbf{D}$ a pour expression :

$$\mathbf{u}_{2D} = (\cos \varphi, \sin \varphi) \quad \text{et} \quad \mathbf{D}_{2D} = (D_x, D_y)$$

Le vecteur $\mathbf{r}_{1h}$ est maintenant l'analogue d'un vecteur position consécutif à une marche aléatoire de N pas, avec un phénomène d'advection. La probabilité d'effectuer un pas dans une direction $\mathbf{u}_{2D}$ est donnée par :

$$p(\mathbf{u}_{2D}) = \frac{1}{4\pi} \left(2 + \frac{\pi}{2} \alpha \mathbf{D}_{2D} \cdot \mathbf{u}_{2D}\right)$$

La valeur moyenne du vecteur $\mathbf{u}_{2D}$ s'écrit donc :

$$\langle \mathbf{u}_{2D} \rangle = \int_0^{2\pi} \mathbf{u}_{2D} p(\mathbf{u}_{2D}) d\varphi = \frac{\pi \alpha}{8} \mathbf{D}_{2D}$$

et sa variance :

$$\langle \cos^2 \varphi \rangle = \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi p(\mathbf{u}_{2D}) d\varphi = \frac{1}{2}$$

La distribution du vecteur $\mathbf{r}_{1h} = \sum_i \frac{2}{N} (\mathbf{u}_{2D})_i$ tend alors vers une gaussienne de valeur moyenne :

$$\mathbf{s} = N \times \frac{2}{N} \times \frac{\pi \alpha}{8} \mathbf{D}_{2D} = \frac{\pi \alpha}{4} \mathbf{D}_{2D}$$

et d'écart type :

$$\sigma_r = \frac{2}{N} \times \sqrt{\frac{N}{2}} = \sqrt{\frac{2}{N}}.$$

La densité de probabilité du vecteur $\mathbf{r}_{1h}$ s'écrit donc :

$$p(\mathbf{r}_{1h}, N) = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{\|\mathbf{r}_{1h} - \mathbf{s}\|^2}{2\sigma_r^2}\right)$$

La probabilité de reconstruire l'amplitude r_{1h} s'obtient en sommant la distribution précédente sur les angles :

$$p(r_{1h}, N) = \frac{r_{1h} N}{2} I_0\left(\frac{s r_{1h} N}{2}\right) \exp\left[-N \frac{(r_{1h}^2 + s^2)}{4}\right]$$

où $I_0(x)$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 1. La distribution de l'amplitude de la première harmonique tend pour les grandes valeurs de N vers une gaussienne centrée sur $r_{1h} = s = \frac{\pi}{4} \alpha \cos \delta_d$, où δ_d est la déclinaison du dipôle, et d'écart type :

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{2}{N}}$$

L'analyse de Rayleigh permet donc de reconstruire la projection du vecteur dipôle dans le plan xOy . La distribution de la phase tend également à grand N vers une gaussienne centrée sur l'ascension droite du dipôle, avec un écart type :

$$\sigma_\psi = \sqrt{\frac{2}{N r_{1h}^2}}$$

Quatrième partie

Perspectives

Chapitre 9

Approche holistique du rayonnement cosmique

Résumé du chapitre :

Le spectre d'énergie des rayons cosmiques est d'une remarquable cohérence, suivant une loi de puissance presque parfaite sur une douzaine d'ordres de grandeur en énergie et trente deux ordres de grandeur en flux. Nous présentons dans ce chapitre une étude démontrant la viabilité d'un modèle dit "holistique", expliquant la phénoménologie du rayonnement cosmique à toutes les énergies à partir d'un seul type de sources, accélérant des noyaux jusqu'aux plus hautes énergies. Le seul paramètre libre du modèle est l'indice spectral x , du spectre d'injection des RCs à la source en E^{-x} . La normalisation relative entre la composante galactique et extra-galactique observée dans les données impose $x \simeq 2.23 \pm 0.07$. Cette valeur est en accord à la fois avec les mesures à basse énergie, et avec le meilleur ajustement du spectre à haute énergie, en supposant une composition mixte. Elle semble également compatible avec certaines attentes théoriques, notamment avec les modèles d'accélération de particules au voisinage de chocs relativistes.

9.1 Introduction

Malgré les progrès considérables qui ont été réalisés, à la fois sur le plan observationnel et sur le plan théorique, l'origine des rayons cosmiques reste incertaine à toutes les énergies, et fait l'objet d'un intense débat. Les informations les plus fiables dont nous disposons proviennent de l'étude des rayons cosmiques à basse énergie (entre 100 MeV et 100 GeV par nucléon), les points importants pour notre étude étant :

- ★ le spectre *source* (c'est-à-dire non propagé) est compatible avec une loi de puissance en E^{-x} , d'indice $x \simeq 2.2-2.4$ (cf. [79] et [80])
- ★ la composition *source* semble provenir de l'accélération du milieu interstellaire moyen, avec quelques modifications dues à des mécanismes spécifiques de sélection et à l'enrichissement local produit par l'éjection de matière par certaines étoiles massives (cf. [81] et [83])
- ★ le coefficient de diffusion des noyaux augmente avec leur rapport énergie sur charge électrique comme $(E/Z)^\beta$, où $\beta \simeq 0.3-0.6$ (cf. [79]). Le temps de confinement des noyaux quant à lui décroît en $(E/Z)^{-\beta}$, ce qui peut se comprendre aisément dans un modèle simple où le volume de confinement est à peu près indépendant de l'énergie et où le coefficient de diffusion augmente en E^β .
- ★ la taille du halo de confinement est relativement grande, de l'ordre de 5 kpc de part et d'autre du plan galactique (cf. [84])

Par ailleurs, à haute énergie, on peut typiquement distinguer deux types de scénarios : soit les sources accélèrent uniquement des protons, et dans ce cas le spectre source s'ajustant le mieux aux données est une loi de puissance en $E^{-2.6}$ ou $E^{-2.7}$; soit les sources accélèrent également des noyaux, en proportion similaire à celle présente dans les RCs de basse énergie, impliquant un spectre source en $E^{-2.2}$ ou $E^{-2.3}$, (cf. [85] et [86]).

Comme nous l'avons vu auparavant, bien que l'on puisse distinguer plusieurs régions dans le spectre d'énergie des rayons cosmiques, sa régularité sur une douzaine d'ordres de grandeur en énergie est remarquable : elle nous invite à considérer le rayonnement cosmique dans sa globalité.

Même d'un point de vue unifié, la distinction entre rayons cosmiques d'origine galactique et extra-galactique ne peut être évitée (cf. encadré chapitre [?]). Cependant, le fait que les rayons cosmiques de basse et haute énergie aient une origine *spatiale* différente, n'implique

pas qu'ils doivent provenir de sources différentes. Suivant une approche globale et unifiée, impliquant le moins de processus astrophysiques possibles pour expliquer la phénoménologie du rayonnement cosmique, nous étudions dans cette partie la possibilité que tous les rayons cosmiques soient produits par un seul type de sources, depuis les plus basses énergies jusqu'à une valeur maximale, $E_{max} > 10^{20}$ eV, qui reste indéterminée. Le fait que les sources des RCs demeurent incertaines à toutes les énergies ouvre donc la possibilité qu'un seul modèle, que nous qualifierons d'*holistique*, puisse à lui seul résoudre tous les problèmes.

Plusieurs modèles *holistiques* ont déjà été proposés auparavant, impliquant notamment les sursauts gamma [88] comme source unique des RCs. Dans une version récente [87], les RCs au-dessous et au-dessus du genou sont accélérés par les mêmes objets astrophysiques, mais par des mécanismes différents, conduisant à deux spectres distincts. Dans une autre approche [82], tous les rayons cosmiques observés sont supposés provenir de notre galaxie, y compris aux plus hautes énergies.

Nous considérons une approche différente de ces modèles, dans laquelle nous faisons l'hypothèse que les RCs sont produits par les mêmes sources *et* les mêmes mécanismes suivant un spectre unique en loi de puissance E^{-x} . Cette étude est purement phénoménologique, les sources et les mécanismes d'accélération ne sont pas spécifiés. Nous faisons simplement l'hypothèse qu'il existe *un* type de source, présent dans les galaxies, et nous étudions la viabilité d'un tel modèle compte tenu des données expérimentales disponibles actuellement. Nous montrerons que la normalisation relative entre la composante galactique et extra-galactique observée dans les données fixe la valeur du seul paramètre libre du modèle, la pente logarithmique x , à une valeur tout à fait naturelle et cohérente avec la vision holistique à l'origine de cette étude.

Ce travail a fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics* en 2006 (cf. [89]).

9.2 Normalisation relative des composantes galactique et extra-galactique

Afin de comparer la valeur expérimentale du rapport entre composante galactique et extra-galactique à celle prédite par notre modèle holistique, nous choisissons une énergie de référence pour chaque composante et calculons la densité de rayons cosmiques correspondante, respectivement à l'intérieur de notre galaxie et dans le reste de l'univers.

Nous avons choisi $E_0 = 1$ GeV comme énergie de référence pour la densité galactique, car la phénoménologie des RCs (incluant les effets de propagation) y est bien connue et très contrainte par des mesures de composition autour de cette énergie. Les rayons cosmiques injectés dans la galaxie sont diffusés par les inhomogénéités magnétiques et restent confinés pendant un temps moyen $\tau_{\text{conf}}(E)$ qui dépend de leur énergie. À très haute énergie ($E \gtrsim 5 \cdot 10^{18}$ eV), le rayon de giration des RCs devient supérieur à la longueur de cohérence du champ magnétique et devient comparable à la taille de la zone de confinement, de sorte que les rayons cosmiques injectés dans la galaxie s'échappent et diffusent dans le reste de l'univers. Il est donc raisonnable de penser que la plupart des RCs de haute énergie détectés sur Terre ont une origine extra-galactique.

Nous avons choisi $E_1 = 10^{19}$ eV comme énergie de référence pour la densité extra-galactique, car :

- ★ cette valeur est suffisamment élevée pour que les RCs aient exploré par diffusion une région plus grande que la distance moyenne entre deux sources, de manière à ce que la densité de RCEGs puisse être considérée comme uniforme dans l'univers.
- ★ cette valeur est suffisamment faible pour que l'on puisse estimer de façon simple et robuste la valeur de la densité extra-galactique, à la fois expérimentalement : le flux mesuré à cette énergie est encore suffisant pour ne pas être dominé par les incertitudes statistiques, et théoriquement : l'énergie E_1 est en effet sous le seuil GZK, au-dessus duquel les effets de propagation et la distribution locale des sources ont un effet notable sur les flux observés.

9.2.1 Densité des rayons cosmiques galactiques

Nous supposons que les RCs sont produits dans notre galaxie avec un taux d'injection, en $\text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$:

$$Q(E) = Q_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x}, \quad (9.1)$$

où la normalisation Q_0 caractérise la puissance de la source. En pratique, l'endroit et le moment où sont produits les rayons cosmiques importent peu, car la granularité des sources dans l'espace et le temps est petite comparée au rayon de diffusion et au temps de confinement des particules dans la galaxie. La densité de RCGs observée sur Terre est donc supposée la même en tout point de la galaxie et indépendante du temps.

Dans cet état stationnaire, la densité des RCGs est donc simplement donnée par la nombre

total de rayons cosmiques injectés pendant le temps de confinement τ_{conf} , divisé par le volume de confinement, V_{conf} :

$$n_{\text{G}}(E) \simeq Q_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x} \times \frac{\tau_{\text{conf}}(E)}{V_{\text{conf}}(E)} \quad (9.2)$$

9.2.2 Densité extra-galactique

À haute énergie, de nombreuses sources contribuent à la densité locale de RCEGs, les particules se diluant dans de larges volumes dans l'univers. Le volume de dilution dépend des propriétés de transport dans le milieu extra-galactique. En l'absence de champs magnétiques, ce volume est une sphère de rayon $c\tau$, où τ est le "temps de vie" des particules, relié aux pertes d'énergie. Dans le cas d'un transport diffusif avec un coefficient de diffusion D , la distance explorée au bout du temps τ est environ $\sqrt{6D\tau}$.

Afin d'obtenir un ordre de grandeur pour notre calcul, nous considérons que les particules "disparaissent" quand elle ont perdu une fraction importante de leur énergie. Nous choisissons donc la durée de vie des rayons cosmiques extra-galactiques comme étant le temps de perte d'énergie $\tau_{\text{loss}}(E)$, défini par l'équation $dE/dt = E/\tau_{\text{loss}}(E)$. À l'énergie de référence E_1 , on a $\tau_{\text{loss}}(E_1) \simeq 4.4 \cdot 10^9$ ans, ce qui est suffisant pour que les différentes sphères de diffusion autour des galaxies se recouvrent.

En considérant que les RCEGs s'accumulent uniformément dans l'univers pendant un temps τ_{loss} , la densité de rayons cosmiques extra-galactiques est obtenue comme étant le nombre de RCs injectés par une galaxie pendant ce temps, multipliée par la densité de galaxies dans notre univers *actuel*, n_{gal} . En pratique, les galaxies sont de différents types, et l'on peut s'attendre à ce que leur taux d'injection de rayons cosmiques soit proportionnel à leur taux de formation d'étoiles. Nous prenons donc notre galaxie comme référence, et estimons la densité de galaxies de type "Voie Lactée" dans l'univers comme le rapport entre la densité de taux de formation d'étoiles dans l'univers local $\simeq 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ (cf. [91]) et le taux de formation d'étoiles de notre galaxie, $\simeq 3 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (cf. [90]), ce qui donne $n_{\text{gal}} \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$.

Nous écrivons donc, dans une première approximation, la densité de rayons cosmiques extra-galactique comme :

$$n_{\text{EG}}(E) \simeq Q_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x} \times \tau_{\text{loss}}(E) \times n_{\text{gal}} , \quad (9.3)$$

à comparer avec l'équation (9.2).

Plus rigoureusement, la densité extra-galactique à l'énergie E doit se calculer en sommant toutes les particules injectées à une énergie plus élevée dans le passé (à un redshift z) de telle manière à ce qu'elles aient perdu la bonne quantité d'énergie pour être détectées à E aujourd'hui :

$$n_{\text{EG}}(E) = n_{\text{gal}} \times \int_0^T Q(E_{\text{in}}(E, t_{\text{ret}}), t_{\text{ret}}) \frac{dE_{\text{in}}}{dE} dt_{\text{ret}}, \quad (9.4)$$

où t_{ret} est le temps retardé ou temps de regard en arrière, depuis aujourd'hui ($t_{\text{ret}} = 0$) jusqu'au début de l'activité des sources ($t_{\text{ret}} = T$). La quantité $E_{\text{in}}(E, t_{\text{ret}})$ est l'énergie d'injection au temps t_{ret} , des RCEGs que l'on observe aujourd'hui à l'énergie E , et le terme $Q(E, t) = Q_0(E/E_0)^{-x} \times f(t)$, prend en compte une possible évolution temporelle de la puissance des sources ($f(0) = 1$).

L'énergie d'injection est déterminée en résolvant l'équation des pertes d'énergie : $dE/dt = \dot{E}(E, t)$ dans laquelle sont incluses à la fois les pertes dues à l'expansion de l'univers :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{exp}} = \frac{E}{1+z} \times \frac{dt}{dz}, \quad (9.5)$$

et les pertes dues aux interactions avec le rayonnement du fond diffus cosmologique (cf. [92]) :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{CMB}} = E (1+z)^3 K \int_0^\infty \langle \sigma \kappa \rangle [xE(1+z)] x \ln(1 - e^{-\beta x}) dx, \quad (9.6)$$

où $\langle \sigma \kappa \rangle$ est le produit de la section efficace d'interaction (pour la création de paires e^+e^- et la production de pions) par l'inélasticité correspondante, les constantes K et β étant données par $K = (k_B T_0 m_p^2 c^4)/(2\pi \hbar^3 c^2 E)$ et $\beta = m_p c^2/2k_B T_0$, avec $T_0 = 2.73$ K.

L'équation (9.4) peut donc s'écrire :

$$n_{\text{EG}}(E) \simeq Q_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x} \times \tau_{\text{loss}}(E) \times n_{\text{gal}} \times \mathcal{I}(E, x), \quad (9.7)$$

où $\tau_{\text{loss}} = E/\dot{E}(E, 0)$ est calculé à $z = 0$ et l'intégrale $\mathcal{I}(E, x)$ contient toute l'information des modifications apportées à l'équation (9.3) dues à l'évolution cosmologique des sources et des

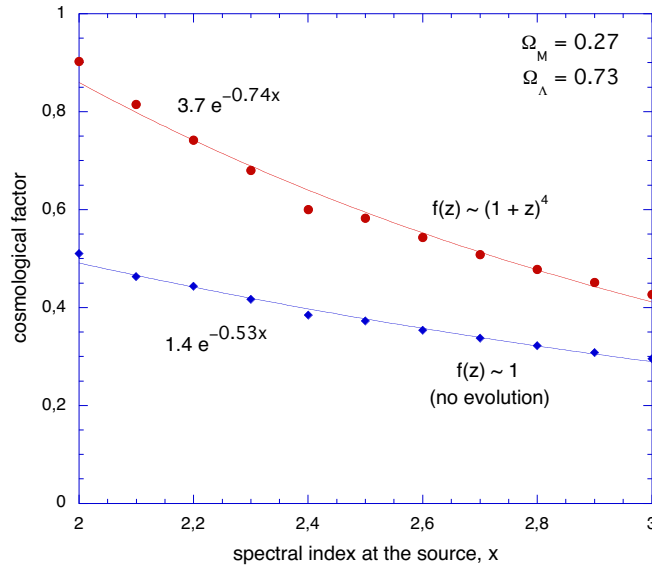


FIG. 9.1 – Facteur cosmologique, $\mathcal{I}(E_1, x)$, défini dans Eq. (9.8), en fonction de l'indice spectral du spectre source des rayons cosmiques, x , pour $E_1 = 10$ EeV et deux choix différents d'évolution de la puissance des sources, $f(z)$.

pertes d'énergies :

$$\mathcal{I}(E, x) \equiv \frac{\dot{E}(E, 0)}{E} \int_0^\infty \left(\frac{E_{\text{in}}}{E} \right)^{-x} \frac{dE_{\text{in}}}{dE} f(z) \frac{dt}{dz} dz. \quad (9.8)$$

On peut remarquer que $\mathcal{I}(E, x)$ serait égal à $1/(x-1)$ si $\dot{E}(E, t)$ était constant et si les sources n'évoluaient pas ($f(z) = 1$). Si H_0 désigne la valeur actuelle de la constante de Hubble ; Ω_M la densité de matière normalisée, Ω_Λ la constante cosmologique réduite et $\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ la densité de courbure, la relation temps-redshift s'écrit :

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)^2} \left[\Omega_M(1+z) + \Omega_k + \frac{\Omega_\Lambda}{(1+z)^2} \right]^{-1/2}. \quad (9.9)$$

À partir de cette relation, j'ai pu calculer numériquement le facteur correctif $\mathcal{I}(E, x)$, comme illustré sur la figure (9.1), correspondant aux valeurs : $\Omega_M = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ et $H_0 \simeq 75$ km/s/Mpc.

À quelques pour cent près, la courbe peut être paramétrisée par $\mathcal{I}(E_1, x) \simeq 1.4 e^{-0.53x}$ dans le cas $f(z) = 1$ (pas d'évolution des sources) et $\mathcal{I}(E_1, x) \simeq 3.7 e^{-0.74x}$ pour une évolution in

$f(z) = (1 + z)^4$ (par analogie avec l'évolution du taux de formation d'étoiles).

9.2.3 Normalisation galactique/extra-galactique

La valeur prédite du rapport $n_G(E_0)/n_{EG}(E_1)$ découle directement des équations (9.2) and (9.7) :

$$\frac{n_G(E_0)}{n_{EG}(E_1)} \simeq \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^x \times \frac{\tau_{\text{conf}}(E_0)}{\tau_{\text{loss}}(E_1)} \times \frac{1}{n_{\text{gal}} V_{\text{conf}}(E_0) \mathcal{I}(E_1, x)} \quad (9.10)$$

En identifiant le membre de gauche de l'équation ci-dessus avec la valeur mesurée du rapport des flux de rayons cosmiques galactiques et extra-galactiques, et en écrivant $\mathcal{I}(E_1, x) \simeq A e^{-Bx}$ (voir ci-dessus), on peut aisément résoudre l'équation (9.10) pour déterminer la valeur du seul paramètre libre du modèle, l'indice logarithmique du spectre d'injection, x :

$$x = \ln \left[A n_{\text{gal}} V_{\text{conf}}(E_0) \frac{\tau_{\text{loss}}(E_1)}{\tau_{\text{conf}}(E_0)} \frac{\Phi_{\text{CR}}(E_0)}{\Phi_{\text{CR}}(E_1)} \right] / \ln \left[\frac{E_1}{E_0} e^B \right]. \quad (9.11)$$

La valeur de x est donc donnée en fonction de paramètres astrophysiques qui peuvent être directement mesurés. Nous avons décrit précédemment le choix des valeurs de $\tau_{\text{loss}}(E_1)$ et de la densité n_{gal} . Le temps de confinement autour de 1 GeV est quant à lui $\tau_{\text{conf}}(E_0) \simeq 2.4 \cdot 10^7$ ans (cf. [93]). Comme nous l'avons rappelé auparavant, les récentes études concernant la propagation favorisent des hauteurs de halo de l'ordre de 5 kpc au-dessus et en dessous du plan galactique. En modélisant le volume de confinement des rayons cosmiques dans la galaxie comme un cylindre de rayon ≈ 20 kpc, le volume de confinement à 1 GeV s'écrit $V_{\text{conf}}(E_0) \simeq \pi \times (20 \text{ kpc})^2 \times 10 \text{ kpc} \simeq 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ Mpc}^3$.

Comme valeur du flux de RCGs mesuré à E_0 , nous prenons le flux différentiel déconvolué des effets de modulation solaire (cf. [94]) : $\Phi_{\text{CR}}(1 \text{ GeV}) \simeq 0.5 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$.

À haute énergie E_1 , nous prenons une moyenne des résultats d'AGASA (Teshima, et al., 2004) et d'HiRes (Zech, et al., 2004) : $\Phi_{\text{CR}}(10^{19} \text{ eV}) \simeq 2 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$.

Nous obtenons alors le rapport des flux mesurés expérimentalement : $\Phi_{\text{CR}}(E_0)/\Phi_{\text{CR}}(E_1) \simeq 2.5 \cdot 10^{27}$. En insérant ces valeurs dans l'équation (9.11), et en supposant soit $f(z) = (1 + z)^4$, correspondant à $A = 3.7$ et $B = 0.74$, soit $f(z) = 1$, conduisant à $A = 1.4$ et $B = 0.53$, nous

trouvons finalement :

$$\begin{aligned} x &\simeq 2.23 \pm 0.07, \text{ pour } f(z) = (1+z)^4, \\ x &\simeq 2.21 \pm 0.07, \text{ pour } f(z) = 1, \end{aligned} \tag{9.12}$$

où les "barres d'erreur" prennent en compte une incertitude d'un facteur 5 sur la quantité $n_{\text{gal}} V_{\text{conf}}(E_0)(\tau_{\text{loss}}(E_1)/\tau_{\text{conf}}(E_0))$, ainsi qu'une possible différence dans l'évolution de la puissance des sources.

9.3 Discussion des résultats

Une coïncidence ? Le résultat obtenu en (9.12) montre donc qu'une description holistique du rayonnement cosmique est possible. Dans ce modèle, les rayons cosmiques sont produits par le même type de source à toutes les énergies avec un spectre en loi du puissance dont l'indice spectral est déterminé de manière univoque à partir des mesures : $x \simeq 2.2\text{--}2.3$. Ce résultat est tout à fait remarquable car la valeur de x qui est solution est particulièrement intéressante du point de vue phénoménologique et théorique.

Cette valeur de pente du spectre est en effet en accord avec les prédictions des modèles d'accélération par choc relativiste (cf. [95]), ainsi qu'avec les résultats dérivés de mesures de composition effectuées à basse énergie. À plus haute énergie, le meilleur ajustement des données est généralement obtenu avec un spectre source en $E^{-2.6}$ (cf. [96]), en faisant l'hypothèse que les rayons cosmiques sont uniquement des protons à cette énergie. Cependant, si l'on suppose que les RCs possèdent une composition source similaire à celle mesurée à basse énergie, ce qui est très naturel d'un point de vue théorique, le meilleur ajustement des données correspond à un spectre en $E^{-2.2}$ ou $E^{-2.3}$, suivant l'hypothèse sur l'évolution des sources (cf. [85] et [86]). Le spectre source permettant au modèle holistique d'être viable est donc précisément celui qui est favorisé à basse énergie (par les études des RCGs) et indépendamment à haute énergie (par les études des CREGs).

Un résultat simple et robuste Même si l'analyse exposée ici est simple, elle est très robuste. Les paramètres les plus incertains sont le volume de confinement à 1 GeV et la densité actuelle de galaxies équivalentes à la Voie Lactée. Cependant, même de grandes variations de ces paramètres ne permettent pas de changer de façon conséquente la valeur de x , qui est

"fixée" par l'énorme différence entre la valeur du flux à 1 GeV et celle à 10^{19} eV.

Il est également intéressant de noter que la détermination de x ne dépend pas d'une éventuelle hypothèse sur la dépendance en énergie du temps de confinement. Nous avons simplement utilisé la valeur dérivée des données à $E_0 = 1$ GeV. En prenant la valeur de x prédite par le modèle holistique comme indice du spectre source, il faut un temps de confinement $\tau_{\text{conf}}(E) \propto E^\delta$, avec $0.41 \lesssim \delta \lesssim 0.55$, pour expliquer la pente du spectre observé des RCGs en $\sim E^{-2.71}$. Cette dépendance en énergie du temps de confinement est parfaitement compatible avec les modèles de diffusion.

9.4 Conclusion

Nous avons montré qu'un modèle holistique du rayonnement cosmique, avec un spectre en loi de puissance unique en E^{-x} avec $x \simeq 2.23 \pm 0.07$ permet de rendre compte du flux des RCs à toutes les énergies, en accord avec les principaux résultats théoriques sur l'accélération et le transport des rayons cosmiques. Aucun modèle de source n'est précisé dans cette étude, le rayonnement cosmique y est considéré dans sa globalité comme la conséquence d'un processus physique produisant un spectre cohérent sur 12 ordres de grandeur en énergie.

Finalement, il est possible de voir les résultats précédents sous un autre angle, peut-être plus instructif encore : on peut considérer que quelles que soient les sources des rayons cosmiques galactiques, si leur spectre d'injection s'étend jusqu'aux énergies extrêmes $\sim 10^{20}$ eV, alors la contribution de chaque galaxie en particules de haute énergie est suffisante pour expliquer la densité de RCs extra-galactiques, sans invoquer un autre type de source. Ce résultat est valable *à condition* que le spectre d'injection soit en $\sim E^{-2.2}$, ce qui semble devoir être le cas de toutes façons. D'autre part, même si les sources extra-galactiques du rayonnement cosmique sont inconnues, il est raisonnable de penser qu'elles ne produisent pas uniquement des particules à ultra haute énergie, mais également tout un spectre s'étendant à plus basse énergie. Dans ce cas, la contribution de toutes ces sources aux rayons cosmiques de basse énergie confinés dans leur galaxie hôte est suffisante pour expliquer les flux galactiques mesurés, encore une fois, *à condition* que le spectre d'injection soit en $\sim E^{-2.2}$, comme le suggèrent indépendamment les études de propagation des noyaux à haute énergie.

Conclusion

L'Observatoire Pierre Auger, dont la construction en Argentine se terminera fin 2007, accumule des données de façon stable depuis plus de deux ans maintenant. Le travail de cette thèse a consisté à mettre au point et valider les méthodes d'analyses qui seront utilisées pour exploiter les données de l'Observatoire Pierre Auger.

Afin de mesurer le spectre d'énergie des rayons cosmiques jusqu'aux plus hautes énergies, il est nécessaire de connaître avec une bonne précision la surface effective de détection que possède le détecteur. Nous avons développé une méthode simple et fiable de calcul de l'acceptance du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger, qui a permis de montrer que la probabilité de détection d'un événement avec le réseau de surface est constante au-dessus d'une énergie, dite de saturation, proche de $E \sim 4 \text{ EeV}$. La surface effective de détection au-dessus de l'énergie de saturation est alors purement géométrique. La seule source d'incertitude sur la détermination de l'acceptance provient du suivi en temps réel du nombre de stations actives dans le réseau au cours du temps. En-dessous de l'énergie de saturation, l'efficacité de détection dépend de la nature des rayons cosmiques. Cette propriété peut être mise à profit pour contraindre la composition du rayonnement cosmique dans la gamme d'énergie allant de 10^{18} à 10^{19} eV , dans laquelle une transition d'une composition plutôt lourde vers une composition légère est attendue. Le déploiement d'une cinquantaine de stations supplémentaires formant un sous-réseau plus dense permettrait d'étudier de façon plus précise cette région du spectre d'énergie très riche en informations.

Le fait que la surface de détection de l'Observatoire Pierre Auger soit géométrique au-dessus de $\sim 4 \text{ EeV}$ permet de mesurer précisément le spectre d'énergie des rayons cosmiques. Compte tenu de la statistique disponible, le spectre d'énergie que nous avons calculé ne permet pas encore d'affirmer de façon définitive la présence d'une coupure de type GZK. La normalisation

du spectre de l'Observatoire Pierre Auger obtenu avec une estimation de l'énergie étalonnée sur la fluorescence semble être inférieure d'une vingtaine de pourcent par rapport à l'expérience Hires. Le spectre estimé avec les Monte-Carlo (dans l'hypothèse proton) possède une normalisation compatible avec celle d'Hires. Dans quelques années, l'OPA sera en mesure de déterminer la forme du spectre au-dessus de $10^{19.5}$ eV et ainsi confirmer, ou infirmer la présence d'une telle coupure. La détermination précise de la forme de cette éventuelle réduction brutale du flux permettra d'apporter des informations précieuses sur les champs magnétiques extra-galactiques et sur les sources des rayons cosmiques.

La principale incertitude sur la mesure du spectre provient essentiellement de la conversion en énergie de l'estimateur mesuré par le réseau de surface, qui est le signal mesuré à 1000 mètres de l'axe de la gerbe. L'utilisation de la mesure de l'énergie par le détecteur de fluorescence permet d'étalonner les mesures du réseau de surface. L'estimation de l'énergie ainsi obtenue est peu dépendante des modèles d'interaction hadroniques, principale source d'erreur systématique dans la reconstruction de l'énergie d'un événement avec le réseau de surface seul. Nous avons également proposé d'autres méthodes, utilisant à la fois les simulations et la mesure de fluorescence, qui pourraient constituer une alternative intéressante. Il est important de tester les simulations des gerbes atmosphériques, en construisant des observables sensibles et comparables aux données expérimentales, afin d'apporter des contraintes sur les modèles d'interaction hadroniques à très haute énergie.

L'étude des anisotropies de la distribution angulaire des directions d'arrivées dans le domaine d'énergie compris entre 10^{18} et 10^{19} eV permet d'apporter des informations essentielles sur l'origine des rayons cosmiques. En effet, si l'on attend une transition d'une origine galactique vers une origine extra-galactique du rayonnement cosmique dans cette gamme d'énergie, une évolution de l'anisotropie est également attendue. La composante galactique pourrait présenter une anisotropie du fait de la position particulière de la Terre dans notre galaxie, alors que la composante extra-galactique devrait être isotrope. Nous avons développé une méthode simple et efficace qui permet d'estimer les principales caractéristiques de l'anisotropie d'une distribution angulaire, à partir des données. L'application aux premières données de l'Observatoire Pierre Auger au-dessus de 4 EeV ne permet pas d'exclure l'hypothèse de l'isotropie de la distribution angulaire.

Finalement, l'étonnante régularité du spectre d'énergie des rayons cosmiques nous invite à considérer la phénoménologie du rayonnement cosmique de manière globale. Nous avons montré à l'aide d'un modèle simpliste qu'il n'est pas exclu qu'un seul type de source, injectant les rayons cosmiques suivant une loi de puissance d'indice spectral unique, puisse expliquer à lui seul l'ensemble des caractéristiques du spectre, pour une valeur de l'indice spectral source compatible avec celle observée à basse énergie.

Bibliographie

- [1] Thèse de doctorat de Damien Dornic : *Développement et caractérisation de photomultiplicateurs hémisphériques pour les expériences d'astroparticules - Étalonnage des détecteurs de surface et analyse des gerbes horizontales de l'Observatoire Pierre Auger*
Université Paris Sud - Paris XI - (2006-09-29).
- [2] Thèse de doctorat d'Eric Armengaud : *Propagation et distribution sur le ciel des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie dans le cadre de l'Observatoire Pierre Auger*
Université Denis Diderot - Paris VII - (2006-05-09).
- [3] Thèse de doctorat de Gilles Maurin : *Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre Auger*
Université Denis Diderot - Paris VII - (2005-09-22).
- [4] *Physique et astrophysique du rayonnement cosmique*, Ecole thématique du CNRS, Goutelas 2003.
Document disponible en ligne : <http://ipnweb.in2p3.fr/%7Eauger/GDR/PARC/PARC.html>
- [5] The Pierre Auger Observatory Design Report, Second Edition (1997)
- [34] A.V. Apanasenko et al. Proc. icrc (salt lake city 1999). 3, (1999).
- [7] M. Nagano et al. , *Energy spectrum of primary cosmic rays between $10^{14.5}$ and 10^{18} eV*
J. Phys. G : Nucl. Phys. 10 (1984) 1295-1310
- [8] M. Takeda et al. , *Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum Beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff*
Phys. Rev. Letters 81 (1998) 1163-1166.

- [9] Abu-Zayyad, T. ; Al-Seady, M. ; Belov, K. ; Bird, D. J. ; Boyer, J. ; Chen, G. ; Clay, R. W. ; Dai, H. Y. ; Dawson, B. R. ; Ho, Y. ; and 19 coauthors
The prototype high-resolution Fly's Eye cosmic ray detector
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 450, Issue 2-3, p. 253-269.
- [10] C. Song et al. ; *Energy estimation of UHE cosmic rays using the atmospheric fluorescence technique.*
Astroparticle Physics, Volume 14, Issue 1, 1 August 2000.
- [11] Berezhinsky, V. S. ; Grigor'eva, S. I., *A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum*
1988A&A...199....1B
- [12] Al-Dargazelli, S. S. ; Wolfendale, A. W. ; Zhang, L. ; Smialkowski, A. *Cosmic rays in the Magellanic clouds*
Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, Volume 22, Issue 10, pp. 1507-1515 (1996).
- [13] The High-Resolution Fly's Eye Collaboration, *A Study of the Composition of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Fly's Eye*
The Astrophysical Journal, Volume 622, Issue 2, pp. 910-926.
- [14] Teshima, Masahiro ; et al., *Chemical Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays Observed by AGASA*
Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference. July 31-August 7, 2003.
- [15] *Galactic cosmic rays and the knee - Results from the KASCADE experiment*
J. R. Hoerandel, KASCADE Collaboration.
2005astro.ph..9253J
- [16] Nagano, M., & Watson, A. A., 2000, Rev. of Mod. Phys., 72, 689
- [17] M. Takeda et al., *Small-scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array.*
Astrophys. J., 22225-237, 1999. astro-ph/9902239.

- [18] N. Hayashida et al., *The anisotropy of cosmic ray arrival direction around 1018 eV*. 1999. astro-ph/9906056.
- [19] D. S. Gorbunov and S. V. Troitsky., *A comparative study of correlations between arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays and positions of their potential astrophysical sources*.
Astropart. Phys., 23 :175-189, 2005.
- [20] J. A. Bellido, R. W. Clay, B. R. Dawson, and M. Johnston-Hollitt. *Southern hemisphere observations of a 10^{18} eV cosmic ray source near the direction of the galactic centre*.
Astropart. Phys., 15 :167-175, 2001.
- [21] The Pierre Auger Collaboration, *Anisotropy Studies Around the Galactic Center at EeV Energies with Auger Data*
astro-ph/0507331
- [22] Semikoz, Dmitry V.; Sigl, Günter, *Ultra-high energy neutrino fluxes : new constraints and implications*
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 04, pp. 003 (2004).
- [23] J.Dwyer et al., *Energetic Radiation Produced during Rocket-Triggered Lightning*, 2003, Science, vol. 299., pp. 694-697
- [24] A.L Melott et al. *Did a gamma-ray burst initiate the late Ordovician mass extinction ?*, 2004, International Journal of Astrobiology, vol. 3, Issue 01, p.55-61
- [25] Arnon Dar, Ari Laor, and Nir J. Shviv, *Life extinctions by cosmic ray jets*, 1997, astro-ph/9705008
- [26] Charles D. Dermer and Jeremy M. Holmes, *Cosmic rays from gamma-ray bursts in the galaxy*, 2005, The Astrophysical Journal, 628 :L21-L24
- [27] E. Parker, *Shielding space explorer from cosmic rays*, 2005, Space Weather, vol. 3, nr28
- [28] B.Rossi and K.Greisen, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941)
- [29] High Energy Particles B.Rossi Prentice-Hall, Inc (1952)

- [30] "The Quantum Theory of Radiation", 2nd Edition, (Oxford University Press, London, 1944)
- [31] K. Greisen, "The extensive air showers", Progress in Cosmic Ray Physics 3 (1956) 1.
- [32] K. Kamata and J. Nishimura, "The lateral and the angular structure functions of electron showers", Suppl. Prog. Theor. Phys. 6 (1958) 93.
- [33] L. Anchordoqui, M.T. Dova, A. Mariazzi, T. McCauley, T. Paul, S. Reucroft and J. Swain. *High Energy Physics in the atmosphere : Phenomenology of Cosmic Ray Air Showers* , hep-ph/0407020, (2004)
- [34] G. B. Yodh et al. Phys. Rev., D 27 :1183, (1983).
- [35] R. M. Baltrusaitis et al. Phys. Rev. Lett., 52 :1380, (1984).
- [36] M. Honda et al. Phys. Rev. Lett., 70 :525, (1993).
- [37] M. Aglietta et al. Proc. 26th ICRC Salt Lake City (USA), HE 1.3.04, (1999).
- [38] H. H. Mielke et al. J. Phys. G : Nucl. Part. Phys., 20 :637, (1994).
- [39] *p-air Inelastic Cross-Section Measurement at $10^{18.5}$ eV Using Cosmic Ray Data*, American Physical Society, APS April Meeting, April 16-19, (2005)
- [40] S. Ostapchenko, *QGSJET II : results for extensive air showers* , Nuclear Physics B Proceedings Supplements, v. 151, iss. 1 [SPECIAL ISSUE], p. 147-150.
- [41] S.J. Sciutto. Aires user's manual and reference guide. [http ://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires](http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires)
- [42] D. Heck et al. *Corsika : A monte carlo code to simulate extensive air showers*. Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA, 6019, (1998).
- [43] Alfredo Ferrari et al. Fluka manual. [http ://www.fluka.org](http://www.fluka.org).
- [44] P. Lipari R.S. Fletcher, T.K. Gaisser and T. Stanev. Sibyll : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. Phys. Rev., D 50 :5710, (1994).
- [45] S. Ostapchenko and A.I. Pavlov. Nucl. Phys. B (proc. suppl.), 52B :17, (1997).

- [46] J. Ranft. The dual parton model at cosmic ray energies. Phys. Rev., D 51 :64, (1995).
- [47] *Investigation of hadronic interaction models with the KASCADE experiment*, Milke, J. ; Antoni, T. ; Apel, W. D. ; Badea, F. ; Beka, K. ; Bercuci, A. ; Blümer, H. ; Bozdog, H. ; Brancus, I. M. ; Büttner, C. ; and 35 coauthors ;
Nuclear Physics B Proceedings Supplements, v. 151, iss. 1 [SPECIAL ISSUE], p. 469-472.
- [48] S. Ostapchenko., *Models for Cosmic Ray Interactions* , International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Prag, September 07-13 2005
- [49] Halzen et al. *The highest energy cosmic ray*.
Astropart. Phys., 3 :151, (1995).
- [50] Abassi, R.U. ; Abu-Zayyad, T. ; et al., *Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly's Eye Experiment*.
Astro Physical Journal, 14 Oct. 2003
- [51] Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), aus-bellido-J-abs1-he14-oral
- [52] P. Bauleo et al. for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), arg-rovero-AC-abs1-he15-poster
- [53] F. Arqueros et al for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-malek-M-abs1-he15-poster
- [54] J. Abraham et al. (the Auger Collaboration), Nucl. Inst. Meth. A. **523**, 50 (2004)
- [55] Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), bra-bonifazi-C-abs-1-he14-oral
- [56] Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-Allison-PS-abs1-he14-poster (2005)
- [57] D. Allard et al. : *The trigger system of the PAO surface detector : operation, efficiency and stability*
Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-bauleo-PM-abs1-he14-poster (2005)
- [58] M. Aglietta et al., 29th ICRC Pune (2005), fra-suomijärvi-T-abs1-he14-poster (2005)

- [59] J.Brack et al. for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), arg-rovero-AC-abs1-he15-poster
- [60] F.Nerling et al. for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), ger-nerling-F-abs2-he14-poster
- [61] M. NAgano et al. Astropart. Phys., 22, 235 (2004)
- [62] H. Barbosa et al. Astropart. Phys., 22, 159 (2004)
- [63] I. Lhenry, E. Parizot, D. Allard, P. Ghia, J. Aublin, *The Lateral Trigger Probability function (LTP) for UHE showers detected by the PAO surface detector*
Pierre Auger Observatory Technical Note (2003)
GAP-Note 2003-088
- [64] P.S. Allison, *Origin of the Time over Threshold trigger rate dependence on water quality and the Time over Threshold background*
Pierre Auger Observatory Technical Note (2005)
GAP-Note 2005-040
- [65] O. Deligny, *The experimental $\sin^2 \theta$ distribution revisited - the Monte-Carlo strikes back!*
Pierre Auger Observatory Technical Note (2006)
GAP-Note 2006-021
- [66] O. Deligny, *On the θ - dependent uncertainties on S_{1000} .*
Pierre Auger Observatory Technical Note (2006)
GAP-Note 2006-068
- [67] Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R., 1995, ApJ, 443, 209
- [68] de Avillez, M. A. & Berry, D. L. 2001, MNRAS, 328, 708
- [79] Jones, F. C., Lukasiak, A., Ptuskin, V., & Webber, W., 2001, ApJ, 547, 264

- [70] Ptuskin, V. S., 1997, Adv. Space Res., 19, 697
- [71] Berezhinsky, V., 2000, Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 87, 387
- [72] Parizot, E.; Marcowith, A.; van der Swaluw, E.; Bykov, A. M.; Tatischeff, V., *Super-bubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration* Astronomy and Astrophysics, v.424, p.747-760 (2004).
- [73] Aublin, J.; Parizot, E, *Generalised 3D-reconstruction method of a dipole anisotropy in cosmic-ray distributions* Astronomy and Astrophysics, Volume 441, Issue 1, October I 2005, pp.407-415
2005A&A...441..407A
- [74] Sommers, P., *Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory*; Astroparticle Physics, Volume 14, Issue 4, p. 271-286
- [75] Linsley, J., 1975, Phys. Rev. Lett., 34, 1530
- [76] Hayashida, N., et al., 1999, Astropart. Phys., 10, 303
- [77] **<http://mathworld.wolfram.com/Erf.html>**
- [78] S. Mollerach, E. Roulet, *A new method to search for a cosmic ray dipole anisotropy*, astroph/0504630 v1 28 Apr 2005
- [79] Jones, F. C., Lukasiak, A., Ptuskin, V., & Webber, W., 2001, ApJ, 547, 264
- [80] Ptuskin, V. S., Moskalenko, I. V., Jones, F. C., Strong, A. W., & Mashnik, S. G., 2005, Adv. in Space Res., 35, 162
- [81] Meyer, J.-P., Drury, L. O., & Ellison, D. C., 1997, ApJ, 487, 182
- [82] Dar, A. & Plaga, R., 1999, A&A, 349, 259
- [83] Ellison, D. C., Drury, L. O., & Meyer, J.-P., 1997, ApJ, 487, 197
- [84] Moskalenko, I. V., Mashnik, S. G., & Strong, A. W., 2001, Proc. 27th ICRC, 27, 1836
- [85] Allard, D., Parizot, E., Khan, E., Goriely, S., & Olinto, A.V., 2005a, A&A, 443, L29

-
- [86] Allard, D., Parizot, E., & Olinto, A. V., 2005b, subm. to Astropart. Phys. (astro-ph/0512345)
- [87] Dar, A., 2004, Proc. La Thuile Workshop, astro-ph/0408310
- [88] Dar, A., & de Rújula, A., 2004, Phys. Reports, 405, 203
- [89] Aublin, J.; Parizot, E. , *On the viability of holistic cosmic-ray source models*
Astronomy and Astrophysics, Volume 452, Issue 3, June IV 2006, pp.L19-L22
- [90] McKee, C. F., 1989, ApJ, 345, 782
- [91] Wyder, T. K., Treyer, M. A., Milliard, B., Schiminovich, D., Arnouts, S., et al., 2005, ApJ, 619, L15
- [92] Berezhinsky, V.S., & Grigorieva, S.I., 1988, A&A, 199, 1
- [93] Connel, J. J., 1998, ApJ, 501, L59
- [94] Webber, W. R., 1998, ApJ, 506, 329
- [95] Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A., & Achterberg, A., 2000, ApJ, 542, 235
- [96] De Marco, D., Blasi, P., & Olinto, A., 2003, Astropart. Phys., 20, 53

Résumé

L'Observatoire Pierre Auger, actuellement en cours de construction en Argentine, étudie les rayons cosmiques dont l'énergie est supérieure à quelques EeV. L'expérience combine deux méthodes de détection des gerbes atmosphériques complémentaires : la mesure de la lumière de fluorescence et l'échantillonnage du profil latéral grâce à un réseau de détecteurs répartis au sol sur une surface d'environ 3000 kilomètres carrés.

Les méthodes nécessaires au calcul de l'acceptance, dont la connaissance est cruciale pour établir le spectre d'énergie, ont été développées au cours du travail de thèse, et ont permis de déterminer de manière simple et robuste la surface effective de détection du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger. L'efficacité de détection dépendant de la nature des rayons cosmiques, il est possible de caractériser leur composition grâce aux données du réseau de surface.

Le calcul du spectre d'énergie des rayons cosmiques a été mené, en utilisant plusieurs méthodes pour estimer l'énergie des événements détectés. L'utilisation combinée des détecteurs de fluorescence avec le réseau de surface permet d'établir un étalonnage en énergie pratiquement indépendant des modèles d'interactions hadroniques.

L'étude des anisotropies des directions d'arrivées des rayons cosmiques permet d'obtenir des informations précieuses sur leur origine et leur transport depuis leurs sources. Une nouvelle méthode d'analyse simple et efficace a été développée pour estimer les paramètres d'une anisotropie (dipôle et quadripôle) sous-jacente dans les données. Cette méthode est appliquée aux premières données de l'Observatoire Pierre Auger.

Abstract

The Pierre Auger Observatory, still under construction in Argentina, is designed to study the cosmic rays with energies above a few EeV. The experiment combines two complementary techniques : the fluorescence light detection and the sampling of the shower with an array of detectors at ground, covering a surface of 3000 square kilometers.

The calculation of the acceptance of the detector, which is of utmost importance to establish the energy spectrum, has been achieved. The method of computation of the acceptance is simple and reliable. The detection efficiency depends on the nature of primary cosmic rays, allowing to study the cosmic rays composition with the surface detector.

The calculation of the cosmic rays energy spectrum has been performed, using different methods to estimate the energy of the events. A cross calibration between the fluorescence and the surface detector provides an estimation of the energy almost independent of hadronic interaction models.

The study of large scale anisotropies in the cosmic rays angular distribution provides useful informations about the cosmic rays sources and the conditions of propagation. A new analysis method is presented, allowing to estimate the parameters of an underlying dipolar and quadripolar anisotropy in the data. The method is applied to a preliminary Auger data set.

Mots Clés

rayons cosmiques, Observatoire Pierre Auger, gerbes atmosphériques, acceptance, identification, spectre d'énergie, anisotropies, dipôle.