



HAL
open science

Etude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec l'Observatoire Pierre Auger : de l'extraction du signal à l'interprétation du spectre en énergie

Quentin Luce

► **To cite this version:**

Quentin Luce. Etude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec l'Observatoire Pierre Auger : de l'extraction du signal à l'interprétation du spectre en énergie. Phénomènes cosmiques de haute énergie [astro-ph.HE]. Université Paris-Saclay, 2018. Français. NNT : 2018SACLS253 . tel-01897352

HAL Id: tel-01897352

<https://theses.hal.science/tel-01897352>

Submitted on 17 Oct 2018

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.

Étude des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie avec l'Observatoire Pierre Auger: de l'extraction du signal à l'interprétation du spectre en énergie

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'**Université Paris Sud**

École doctorale n°576 **Particules Hadrons Energie et Noyau :
Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENICS)**
Spécialité de doctorat: Astroparticules et cosmologie

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 24 Septembre 2018, par

Quentin LUCE

Composition du Jury :

M. Elias KHAN Professeur, IPNO, Université Paris Sud	Président
Mme. Marianne LEMOINE-GOUMARD Chargée de Recherches, CENBG	Rapporteuse
M. François MONTANET Professeur, LPSC, Université de Grenoble	Rapporteur
Mme. Véronique VAN ELEWYCK Maître de Conférence, APC, Université Paris 7	Examinatrice
M. Valerio VERZI Chargé de Recherches, INFN, Rome	Examineur
M. Martin LEMOINE Directeur de Recherches, IAP	Examineur
Mme. Isabelle LHENRY-YVON Directrice de Recherches, IPNO	Directrice de thèse
M. Olivier DELIGNY Chargé de Recherches, IPNO	Co-Directeur de thèse

Table des matières

Préambule	1
Glossaire	3
1 Un rayon cosmique, des détections	5
1.1 A la découverte d'une des Merveilles de l'Univers	5
1.1.1 Première étape : Définir ce que sont les rayons cosmiques	5
1.1.2 Seconde étape : Nature des rayons cosmiques	6
1.1.3 Troisième étape : Construction de la Merveille	6
1.2 Retour aux origines des rayons cosmiques	8
1.2.1 Comment accélérer une particule à de telles énergies ?	8
1.2.2 Propagation des rayons cosmiques	8
1.2.3 Sources candidates à l'accélération des rayons cosmiques	10
1.3 Détection directe à basse énergie	13
1.4 Quelques notions sur les gerbes atmosphériques	13
1.5 Détection indirecte	16
1.5.1 Volcano Ranch	16
1.5.2 Haverak Park	16
1.5.3 SUGAR	17
1.5.4 Yakutsk	17
1.5.5 AGASA	18
1.5.6 De Fly's Eye à HiRes	18
1.5.7 KASCADE-Grande	19
1.5.8 <i>Telescope Array</i>	20
1.6 Conclusion du chapitre	20
2 Observatoire Pierre Auger : Du détecteur au traitement du signal	23
2.1 Réseau de surface	24
2.1.1 La station : constituant élémentaire de la détection au sol	25
2.1.2 Le VEM, une unité d'étalonnage des cuves	26
2.2 Télescopes à fluorescence	27
2.2.1 Les instruments optiques	27
2.2.2 Surveillance de l'atmosphère	28
2.2.3 Acquisition des données	29
2.2.4 Reconstruction des événements	30
2.2.5 Distributions en X_{\max}	32
2.2.6 Résolution et acceptance en X_{\max} du détecteur de fluorescence	33
2.3 Détection radio et mesure de la composante muonique	36
2.3.1 Radio-détection	36
2.3.2 Comptage souterrain des muons	37
2.3.3 Mesure du signal muonique en surface	37
2.4 Acquisition et traitement du signal du réseau de surface	38
2.4.1 Système de déclenchement	38
2.4.2 Contrôle de la qualité du signal d'un photomultiplicateur	40
2.4.3 La ligne de base : point de départ de l'extraction du signal	41
2.4.4 Extraction du signal d'intérêt	43
2.5 Conclusion du chapitre	46

3	Directions d'arrivée des rayons cosmiques	49
3.1	Procédure actuelle de reconstruction géométrique	49
3.1.1	Sélection par l'inclusion : l'algorithme <i>Bottom-Up</i>	49
3.1.2	Incertitudes liées à la largeur du front de gerbe : <i>Time Variance Model</i>	51
3.1.3	Détermination des directions d'arrivée	52
3.2	Problématique soulevée par la reconstruction géométrique	53
3.2.1	Données testées	53
3.2.2	Distribution des probabilités de χ^2	53
3.2.3	Améliorer la sélection des stations	54
3.2.4	Calculer autrement les incertitudes temporelles	55
3.3	Améliorations de la sélection des stations	56
3.3.1	Sélection par l'exclusion : l'algorithme <i>Top-Down</i>	56
3.3.2	Temps d'arrivée des première particules : des optimisation nécessaires	57
3.3.3	Exclure l'isolement	59
3.3.4	Vers un nouvel algorithme <i>Top-Down</i>	60
3.4	Correction des incertitudes à l'aide de simulations	67
3.4.1	Simulations de gerbes atmosphériques avec <i>EasySim</i>	68
3.4.2	Comportement angulaire des simulations	68
3.4.3	Dépendance du <i>Time Variance Model</i> avec la distance	70
3.5	Résolution angulaire	73
3.5.1	Des incertitudes de reconstruction à la résolution	73
3.5.2	Validation des résultats sur les données	76
3.5.3	Simulations complémentaires	79
3.6	Conclusion du chapitre	80
4	De l'estimation de l'énergie au spectre des rayons cosmiques	81
4.1	Reconstruction du profil latéral des gerbes atmosphériques	81
4.1.1	Correction de l'asymétrie	82
4.1.2	Voie bas gain saturée : un mur infranchissable ?	83
4.1.3	Incertitude sur le signal d'une station	84
4.1.4	<i>Lateral Distribution Function</i>	84
4.1.5	Précision de la mesure en S_{1000}	86
4.1.6	Impact des optimisations temporelles sur le signal S_{1000}	87
4.2	De S_{1000} à l'énergie	88
4.2.1	Corrections des variations atmosphériques et géomagnétiques	88
4.2.2	<i>Constant Intensity Cut</i>	89
4.2.3	Calibration en énergie du détecteur de surface à l'aide du détecteur de fluorescence	90
4.3	Construction du spectre des rayons cosmiques vu par l'Observatoire Pierre Auger	91
4.3.1	Acceptance du détecteur de surface	91
4.3.2	Prendre en compte la résolution en énergie : procédure <i>forward-folding</i>	92
4.3.3	Quelques résultats publiés	94
4.4	Conclusion du chapitre	95
5	Analyse combinée du spectre des rayons cosmiques et des données de composition	97
5.1	Composition vue par l'Observatoire Pierre Auger	98
5.1.1	Interprétation des données de X_{\max}	98
5.1.2	Comparaison avec les résultats de l'expérience <i>Telescope Array</i>	100
5.2	Étude combinée des données de spectre et de composition	101
5.2.1	Programme de simulation : <i>SimProp</i>	101
5.2.2	Procédure d'ajustement des simulations sur les données	103
5.3	Résultats de l'ajustement combiné	106
5.3.1	Mise à jour de l'étude avec les dernières données publiées	106
5.3.2	Test du modèle hadronique de développement des gerbes atmosphériques	111

5.3.3	Test de différents modèles de composition	112
5.4	Conclusion du chapitre	115
6	Vers une modélisation des sources plus proche des observations	121
6.1	Retour aux sources des rayons cosmiques	121
6.1.1	Anisotropies aux grandes échelles angulaires	121
6.1.2	Anisotropies aux échelles angulaires intermédiaires	122
6.2	La Voie Lactée n'est pas seule : prise en compte de la surdensité locale	123
6.2.1	Étude de la complétude d'un catalogue de galaxies à flambée d'étoiles	125
6.2.2	Application dans le fit combiné	131
6.3	A la recherche des protons extragalactiques	134
6.3.1	Modifications de la procédure d'ajustement combiné	135
6.3.2	Spectre aux sources différents pour les protons	136
6.4	Évolution des sources	141
6.5	Perspectives	143
6.5.1	Une multitude de possibilités	143
6.5.2	Inclure les erreurs systématiques sur les reconstructions des données de composition et de spectre	143
6.5.3	Estimer la contrepartie en neutrinos et en photons γ	143
6.5.4	Vers un ajustement combiné des trois observables de l'Observatoire Pierre Auger?	143
6.6	Conclusion du chapitre	145
	Conclusion	147
A	Matériel supplémentaire du chapitre 5	149
A.1	Légende des différentes figures	149
A.1.1	Balayage des couples (R_{cut}, γ)	149
A.1.2	Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, aux sources	149
A.1.3	Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, observé	149
A.1.4	Distribution des observables en X_{max} ajustées	149
A.2	Résultats des différents modèles de composition injectée	150
B	Matériel supplémentaire du chapitre 6	181
B.1	Catalogues de galaxies à flambée d'étoiles : tables B.1 et B.2	181
B.2	Légende des différentes figures	183
B.2.1	Balayage des couples (R_{cut}, γ)	183
B.2.2	Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, aux sources	183
B.2.3	Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, observé	183
B.2.4	Distribution des observables en X_{max} ajustées	183
B.3	Résultats des différents modèles d'évolution des sources	183

Préambule

Les premiers mots d'un document, que cela soit un livre, un article, ou dans ce cas, un manuscrit de thèse définissent le point de départ d'un voyage qui prend fin lorsque le dernier point, peu importe sa forme, est tracé. Ainsi ce manuscrit pourrait commencer par l'un des poèmes qui m'a marqué lorsque j'étais enfant, *Le Cancre* de Jacques Prévert et qui s'énonce ainsi :

Il dit non avec la tête,
mais il dit oui avec le cœur.
Il dit oui à ce qu'il aime,
il dit non au professeur.
Il est debout,
on le questionne,
et tous les problèmes sont posés.
Soudain le fou rire le prend,
et il efface tout :
les chiffres et les mots,
les dates et les noms,
les phrases et les pièges.
Et malgré les menaces du maître,
sous les huées des enfants prodiges,
avec les craies de toutes les couleurs,
sur le tableau noir du malheur,
il dessine le visage du bonheur.

Alors que pendant la journée, le Soleil illumine notre planète, lorsqu'il se couche, loin d'un tableau noir, l'Univers apparaît tout aussi éblouissant.

Nous aurions également pu débiter en se posant une question que tout être humain s'est posée : Sommes-nous seuls dans l'Univers ? La réponse à cette question requiert de définir ce que nous cherchons.

Cherchons-nous une forme de vie capable de se reproduire, d'interagir et de communiquer ? Dans ce cas les galaxies qui entourent notre Voie Lactée répondent à ces critères : la fusion de deux galaxies donne naissance à un autre objet astrophysique, l'interaction gravitationnelle les lie entre elles et sans arrêt elles émettent et reçoivent des informations provenant d'autres galaxies.

Cherchons-nous des êtres pouvant traverser des distances que l'Homme peine à concevoir, interagissant avec son milieu lors de son trajet et portant en lui la mémoire de ses origines, tout comme le breton que je suis, a traversé quatre départements¹, interagissant avec ses semblables à quelques aires de repos, garde en lui la mémoire des embruns de la Manche par exemple. Les rayons cosmiques qu'ils proviennent de notre système solaire, qu'ils soient Galactiques ou extragalactiques voyagent sur des distances et à des vitesses que les technologies humaines ne permettent pas encore d'atteindre. Tout au long de leur trajet, ils interagissent avec les photons du fond diffus ou avec les champs magnétiques qu'ils rencontrent, au grand damne de la communauté scientifique. Leur nature même et l'énergie qu'ils transportent constituent la mémoire de leurs origines. Alors à tous ceux qui se demandent encore si nous sommes seuls dans l'Univers, à petite ou à grande échelle la réponse est non.

Ce mystère résolu, nous allons pouvoir nous intéresser à ce que sont les rayons cosmiques et notamment ceux qui font l'objet de ces pages, les Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie (RCUHE). Alors puisque toute histoire a un commencement, le premier chapitre décrira la découverte des rayons cosmiques jusqu'à la construction de leur spectre en énergie de 10^9 eV à 10^{20} eV et la mise en évidence de

1. Il est vrai que comparer quelques centaines de kilomètres à quelques parsecs (1 parsec $\simeq 3.1 \cdot 10^{16}$ m) semble exagéré mais il s'agit là simplement d'illustrer mon propos.

ses structures d'intérêt dont l'interprétation est toujours sujette à débat. Dans ce même chapitre, nous aborderons les techniques de détection des rayons cosmiques et le contexte dans lequel la construction de l'Observatoire Pierre Auger a été lancée.

La seconde étape nous transportera logiquement en Argentine sur le site où le plus grand détecteur jamais construit, dédié à l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, a été déployé. L'une des grandes forces de l'Observatoire Pierre Auger réside dans ses méthodes hybrides de détection indépendantes les unes des autres, observant ainsi le même événement sous toutes ses coutures. La suite se concentrera sur l'une des composantes de l'observatoire, son détecteur de surface dont les caractéristiques seront détaillées, de l'acquisition des données jusqu'à leur préparation pour les analyses menées ensuite.

La première analyse des données développée constitue le troisième chapitre et permettra de comprendre la procédure de reconstruction géométrique des événements observés. Les difficultés rencontrées et les améliorations apportées tant sur l'extraction et la sélection du signal que sur les incertitudes temporelles qui en découlent, seront présentées. Les limites de l'ensemble de la procédure comprises, il sera alors possible de développer une procédure fiable pour la détermination de la résolution angulaire du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger sans laquelle, toute tentative pour retrouver les sources des rayons cosmiques serait vaine.

La géométrie des événements détaillée, il sera possible de s'attaquer à la reconstruction en énergie constituant la deuxième caractéristique des rayons cosmiques accessible par le réseau de surface. Cette observable permettra la construction du spectre en énergie, c'est-à-dire la détermination de l'évolution du nombre de rayons cosmiques observés en fonction de l'énergie sur un intervalle de temps donné. Nous présenterons alors les derniers résultats publiés par la collaboration Pierre Auger.

La suite du voyage s'intéressera à l'interprétation du spectre en énergie en considérant en même temps les derniers résultats sur la composition des rayons cosmiques. Nous détaillerons alors la méthode développée par la collaboration pour atteindre ce but et tenterons de l'actualiser sur les dernières données reconstruites, afin de comprendre les limites de la méthode actuelle.

Nous terminerons ce voyage au sein des rayons cosmiques par les améliorations implémentées pour interpréter à la fois les données du spectre et de composition. A travers une étude sur la complétude d'un catalogue d'objets astrophysiques, nous verrons la nécessité de tenir compte de la surdensité locale de galaxies autour de notre Voie Lactée. Dans un dernier temps, nous tenterons de contraindre les modèles de sources de rayons cosmiques et verrons comment il est possible de poursuivre cette étude afin d'ajouter une pierre à l'édifice en vue d'identifier les sources des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Alors commençons...

Glossaire

Afin de faciliter la lecture, quelques acronymes et termes utilisés dans ce manuscrit sont reportés dans cette liste.

- AGASA** : *Akeno Giant Air Shower Array*, expérience japonaise de détection indirecte des rayons cosmiques. (page 18)
- AERA** : *Auger Engineering Radio Array*, ensemble des détecteurs permettant la détection radio des gerbes atmosphériques, déployés au sein du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger. (page 36)
- AGN** : *Active Galactic Nuclei* ou Noyaux Actifs de Galaxies. (page 11)
- AMIGA** : *Auger Muons and Infill for the Ground Array*, ensemble des compteurs de muons souterrains déployés autour d'un hexagone de cuves du réseau de surface. (page 37)
- bin** : intervalle en temps de 25 ns. La trace des photomultiplicateurs des cuves du réseau de surface est ainsi constituée de 768 bins. (page 25)
- BU** : *Bottom-Up*, premier algorithme de sélection des stations au sein d'un événement enregistré par le SD. Il consiste en l'ajout une à une des stations au cœur de l'événement selon des critères spatio-temporels. (page 49)
- CDAS** : *Central Data Acquisition System*, système central d'acquisition recevant les informations de tous les détecteurs de l'Observatoire Pierre Auger.
- CIC** : *Constant Intensity Cut*, méthode permettant de s'affranchir de la dépendance angulaire du signal de référence d'un événement détecté par le réseau de surface, en tenant compte de l'atténuation de la gerbe atmosphérique dans l'atmosphère. (page 89)
- CLF** : *Central Laser Facility*, station de tirs lasers participant à la surveillance de l'atmosphère. (page 28)
- CMB** : *Cosmic Microwave Background*. (page 9)
- ddl** : degré de liberté
- EBL** : *Extragalactic Background Light*. (page 9)
- Événement vertical** : événement dont l'angle zénithal θ reconstruit est inférieur à 60° .
- FADC** : *Flash Analog to Digital Converter*. (page 25)
- FD** : *Fluorescence Detector*, ensemble des 27 télescopes à fluorescence déployés aux quatre coins du réseau de surface. (page 27)
- GRB** : *Gamma-Ray Burst* ou Sursauts Gamma. (page 12)
- GZK** : *Greisen Kouzmine Zatsépine*, théorie s'intéressant à expliquer la fin du spectre en énergie des rayons cosmiques via des considérations de propagation dans le milieu Galactique ou extragalactique. (page 9)
- HEAT** : *High Elevation Auger Telescope*, trois télescope appartenant au FD, dont la construction a permis d'abaisser le seuil en énergie de détection du FD. (page 28)
- Herald** : ensemble des algorithmes de traitement du signal de chaque cuve et de reconstruction en angle et en énergie de chaque événement.
- ICRC** : *International Cosmic Rays Conference*, conférence biannuelle sur les rayons cosmiques.
- Infill** : second réseau de surface constitué d'une centaine de cuves ayant permis d'abaisser le seuil de détection en énergie du réseau de surface standard (SD). (page 24)
- KASCADE** : *KArlsruhe Shower Core and Array DEtector*, observatoire allemand dédié à la détection indirecte des rayons cosmiques. (page 19)
- LDF** : *Lateral Distribution Function*, modèle décrivant l'évolution du profil latéral de la gerbe atmosphérique. (page 84)
- MoPS** : *Multiple of Positive Steps*, critère de déclenchement d'une station du réseau de surface. Avec le critère de déclenchement ToTd, il constitue la méthode employée afin de détecter des

- signaux de plus faibles amplitudes. (page 39)
- NKG** : *Nishimura Kamata Greisen*, une des paramétrisations de la LDF, la seconde étant la paramétrisation *log-log*. (page 86)
- Offline** : ensemble d'algorithmes similaires à ceux de l'*Herald*.
- PM** : photomultiplicateur.
- RCUHE** : Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie.
- SD** : *Surface Detector*, réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger, constitué de 1660 cuves à effet Čerenkov. (page 24)
- SimProp** : programme libre de simulation de la propagation des rayons cosmiques depuis leur site d'accélération jusqu'à leur arrivée sur Terre. (page 101)
- SNR** : *SuperNova Remnants*, restes de supernovae. (page 11)
- Starburst** : Galaxies à flambée d'étoiles. (page 11)
- SUGAR** : *Sydney University Giant Airshower Recorder*, premier observatoire de détection indirecte des rayons cosmiques construit dans l'hémisphère sud. (page 17)
- T1** : premier niveau local de déclenchement constitué des critères Th1, ToT, ToTd et MoPS. (page 38)
- T2** : second niveau local de déclenchement sur les stations n'ayant satisfait que la condition Th1. (page 39)
- T3** : premier niveau central de déclenchement recherchant des coïncidences temporelles et spatiales entre les stations satisfaisant au niveau T2. (page 39)
- T4** : second niveau central de déclenchement permettant de s'assurer que la configuration de station satisfaisant le T3 peut-être reconstruite. (page 40)
- T5** : dernier niveau central de déclenchement, s'assure que la station de l'événement présentant le plus fort signal est entourée de ses six (6T5) voisines ou au moins de cinq (5T5) ou quatre (4T5) voisines. (page 40)
- TA** : *Telescope Array*, expérience de détection des rayons cosmiques complémentaire et concurrente à l'Observatoire Pierre Auger. (page 20)
- TD** : *Top-Down*, second algorithme de sélection des stations au sein d'un événement. Il consiste en le rejet une à une des stations selon des critères spatio-temporels. (page 56)
- Th1** : *Threshold 1*, critère de déclenchement local d'une station du réseau de surface, simple critère de seuil. (page 38)
- ToT** : *Time Over Threshold*, second critère de déclenchement local d'une station du réseau de surface. (page 38)
- ToTd** : *Time Over Threshold deconvoluted*, dernier critère de déclenchement d'une station du réseau de surface, implémenté en même temps que la condition MoPS. (page 38)
- TVM** : *Time Variance Model*, modèle développé dans le but d'estimer les incertitudes temporelles des stations d'un événement. (page 51)
- VEM** : *Vertical Equivalent Muon*, unité créée afin d'étalonner les stations du réseau de surface. (page 26)
- VS** : *Virtual Station*, station virtuelle créée pour améliorer la sélection des stations dans l'algorithme TD. (page 60)
- XLF** : *eXtreme Laser Facility*, seconde station de tirs lasers participant à la surveillance de l'atmosphère. (page 28)

Un rayon cosmique, des détections

Résumé du chapitre

Ce chapitre se propose de donner une brève revue de la détection des rayons cosmiques, de leur découverte au vingtième siècle jusqu'aux détecteurs, spatiaux ou de surface, qui leurs sont dédiés aujourd'hui. Ainsi, partant du spectre des rayons cosmiques observés, il sera possible de discuter des potentiels sites d'accélération des rayons cosmiques et de leur propagation jusqu'à la Terre.

Durant ses quelques millénaires d'existence, la société humaine a donné le jour à ce que nous dénommons aujourd'hui les Sept Merveilles du monde : la pyramide de Khéops, les Jardins suspendus de Babylone, la statue de Zeus à Olympie, le temple d'Artémis à Éphèse, le mausolée d'Halicarnasse, le colosse de Rhodes et le phare d'Alexandrie. Néanmoins ces merveilles font pâle figure comparées à ce que l'Univers a bâti. Pour s'en apercevoir, il suffit simplement de s'éloigner des villes et d'observer, par exemple, la myriade d'étoiles composant la Voie Lactée. Dans ce chapitre la Merveille que nous allons considérer est composée par des particules dont la découverte n'a été proclamée que le siècle dernier.

1.1 A la découverte d'une des Merveilles de l'Univers

Nous avons tous eu le déplaisant souvenir d'avoir cherché quelque chose pendant des heures et de ne l'avoir retrouvé ensuite qu'en faisant tout autre chose. Certaines découvertes en physique sont ainsi effectuées sans que l'on ait cherché à les provoquer. L'un des exemples les plus connus est la cuisson par micro-ondes développée en 1946 après que l'ingénieur américain Percy Spencer, passant près d'un magnétron n'eût vu sa barre chocolatée fondre dans sa poche. La découverte des rayons cosmiques comme nous allons le voir entre dans la case des découvertes par sérendipité.

1.1.1 Première étape : Définir ce que sont les rayons cosmiques

La découverte de la radioactivité naturelle à la fin du XIX^{ème} siècle a permis l'émergence de nombreuses expériences de mesure des rayonnements ionisants. Au début du XX^{ème} des physiciens rapportent que, isolés des sources de rayonnements connues à cette période de la civilisation humaine, des électroscopes chargés se déchargent spontanément. Ces instruments de mesure sont constitués de deux fines feuilles d'or qui s'éloignent l'une de l'autre grâce à la répulsion coulombienne lorsque l'électroscope est chargé positivement ou négativement. L'apparition d'un rayonnement ionisant, aux abords de l'électroscope, entraîne donc une ionisation de l'air et une attraction des charges positives ou négatives de celui-ci. Loin de concevoir une origine extra-terrestre à ce rayonnement, ce dernier est dans un premier temps attribué à la radioactivité naturelle de la croûte terrestre puisque les résultats reportés sont indépendants de la position de l'électroscope. Afin d'entériner cette hypothèse, le père Theodor Wulf réitère cette expérience sous terre et en altitude. En 1909, il installe un électroscope au sommet de la Tour Eiffel, à 300 mètres de hauteur. Si l'origine du rayonnement étudié provient de la radioactivité naturelle des roches de la Terre alors le temps de déchargement caractéristique de l'électroscope doit être de plus en plus lent lorsque l'altitude augmente. Ses résultats, publiés [Wulf,

1909], sur le taux de radiation mesuré ne permettent pas d'émettre de conclusions. Ils montrent cependant, un taux plus faible en altitude qu'au sol mais plus élevé que ce qui est prédit en considérant simplement la radioactivité naturelle comme origine. Ses résultats sont donc les premières indications d'un rayonnement dans l'atmosphère. La suite semble donc logique, aller plus haut. En 1912, le physicien Victor Hess embarque donc trois électroscopes plus performants (permettant la mesure de la séparation des feuilles à l'échelle micrométrique) à bord d'un ballon qui doit parcourir la distance entre Aussig (République Tchèque) et Pieskow (Allemagne), à une altitude de cinq kilomètres. Ces mesures ont permis de montrer un taux de radiation qui au-delà de 1 km d'altitude, croît avec elle. La conclusion de cette étude est sans appel et prouve l'existence d'un rayonnement cosmique, ouvrant la voie à un nouveau domaine d'étude. La dénomination rayonnement cosmique provient du physicien Robert Millikan des années après la découverte de V. Hess. Persuadé qu'il s'agissait de photons de très hautes énergies, il lui donne le nom de "Rayonnement Cosmique". Néanmoins des théories surgissent au même moment, portées par Arthur Compton par exemple, suggérant que les rayons cosmiques portent une charge, s'opposant alors aux thèses de Millikan.

1.1.2 Seconde étape : Nature des rayons cosmiques

Une découverte n'est jamais une finalité mais simplement une nouvelle porte qui s'ouvre, s'accompagnant dans le même temps d'une ribambelle de questions à résoudre. Les questions de l'origine et de la nature des particules constituant le rayonnement cosmique observé sont alors lancées.

En 1933, les physiciens Pierre Auger et Louis Leprince-Ringuet embarquent depuis Le Havre à bord du navire *Le Kerguelen* en direction de Buenos-Aires. Pendant les deux mois que dure la traversée, ils effectuent une série de mesures, de jour comme de nuit, destinées à observer l'évolution du taux de radiation ou flux de rayons cosmiques en fonction de la latitude afin de confirmer les résultats de Jacob Clay, en 1927 qui avait observé une diminution du flux de rayons cosmiques en s'éloignant de l'équateur de la Terre lors d'un voyage entre l'Indonésie et Amsterdam. Pierre Auger et Louis Leprince-Ringuet observent bel et bien une évolution du taux de radiations avec la latitude, avec un minimum observé autour de l'équateur. Ces résultats impliquent une déviation par le champ magnétique terrestre des rayons cosmiques qui n'est possible qu'à la condition que ceux-ci portent une charge.

En ce qui concerne l'origine du rayonnement observé au sol, la question était de savoir s'il était dû à l'interaction d'une particule dans l'atmosphère, engendrant d'autres particules secondaires, ou bien s'il était directement extra-terrestre. Pour y répondre, en 1938 à Paris encore une fois, Pierre Auger, Roland Maze et Thérèse Grivet-Meyer, disposent des compteurs Geiger, mis au point en 1928 par le physicien du même nom, éloignés de plusieurs dizaines de mètres et mettent en évidence le déclenchement en coïncidence de plusieurs de ces détecteurs. Ces travaux approfondissent ceux effectués en Érythrée par Bruno Rossi avec des détecteurs Geiger séparés de quelques centimètres. Les gerbes atmosphériques sont ainsi découvertes. D'autres études aux observatoires de Jungfrauoch en Suisse ou au Pic du Midi de Bigorre dans les Pyrénées françaises permettent la détection de gerbes atmosphériques en coïncidence sur trois détecteurs séparés de 300 m. A l'aide des premiers travaux sur la formation des gerbes atmosphériques développés par Rossi, Heitler, etc., il a été possible de déterminer l'énergie du rayon cosmique primaire ayant initié la cascade d'interactions et de reconstruire ainsi des énergies de 10^{13} eV. La suite logique consiste alors à augmenter la distance entre les détecteurs, apportant la première brique à la construction des observatoires géants avec l'Observatoire Pierre Auger en point culminant en terme de surface de détection.

1.1.3 Troisième étape : Construction de la Merveille

A partir des expériences précédemment citées et dont la liste est loin d'être exhaustive, une succession de mesures du flux des rayons cosmiques, définis comme des particules chargées extra-terrestres de haute énergie, à toutes les énergies, a vu le jour et a permis l'établissement de ce qui nous intéresse dans ce paragraphe, le spectre en énergie des rayons cosmiques présenté en figure 1.1. Il est désormais usuel de présenter ce spectre par unité de temps, d'énergie, de surface et de direction du fait de sa construction à l'aide de plusieurs expériences regardant une gamme d'énergie dans une certaine direc-

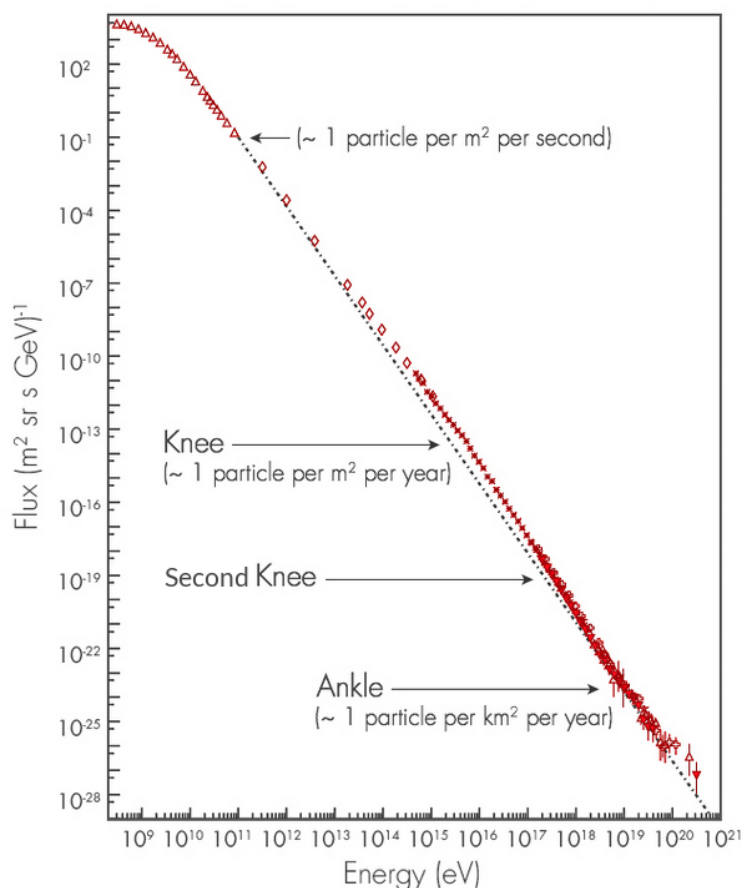


Figure 1.1 – Spectre en énergie des rayons cosmiques. L'origine de cette figure bien qu'utilisée dans beaucoup d'ouvrages semble pouvoir être attribuée à Simon Swordy.

tion pendant un certain temps avec une certaine surface de détection. Le caractère spectaculaire de cette figure provient de son impressionnante régularité sur presque 12 ordres de grandeur en énergie, et décrite sur plus de 32 ordres de grandeur en flux par une simple loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\gamma}$, pour laquelle l'indice spectral γ est égal à 3. A partir de la figure 1.1 du spectre en énergie des rayons cosmiques, une véritable étude anatomique a été menée. Aux énergies inférieures à quelques GeV la forme du spectre s'explique par la propagation des rayons cosmiques à travers l'héliosphère [Potgieter, 2013], dans laquelle les vents solaires sont responsables de la capture des rayons cosmiques. Aux énergies supérieures au GeV, cette modulation disparaît au profit des mécanismes intervenant dans la propagation dans le milieu interstellaire. Il faut ensuite atteindre des énergies de l'ordre de quelques PeV pour observer la première structure d'intérêt du spectre, le *genou*. Ce dernier montre un durcissement du spectre avec un indice spectral passant de 2.7 à 3. Un second durcissement, appelé *second genou*, est observable autour de 100 PeV avec un indice spectral augmentant à 3.2. Les interprétations de ces deux structures, bien qu'observées depuis 1958 en ce qui concerne le premier genou, font encore aujourd'hui l'objet d'études poussées basées sur les connaissances actuelles de la composition des rayons cosmiques à ces énergies afin d'affiner les modèles d'accélération et de propagation dont nous introduirons les notions clés dans les paragraphes suivants.

Pour des énergies de rayons cosmiques autour de 4 EeV, un comportement inverse à celui des genoux apparaît présentant ainsi un indice spectral final de 2.7. Plusieurs modèles expliquent la position de cette *cheville* et son interprétation. Bien que différents, ils s'accordent tous sur une origine extragalactique des rayons cosmiques à ces énergies.

A partir des observations du spectre en énergie des rayons cosmiques, les physiciens des particules ou astrophysiciens impliqués ont eu à répondre aux questions suivantes :

- Quels sont les sites de production des rayons cosmiques ?
- Quels sont les mécanismes permettant l'accélération de particules à de telles énergies ?

- Comment expliquer les caractéristiques des genoux et de la cheville observées ?
- Quelle est la composition des rayons cosmiques ?
- Quelle fin pour le spectre : essoufflement de l'accélération ou perte d'énergie durant la propagation des rayons cosmiques ?

Le but du prochain paragraphe est de donner les grandes lignes de l'état des connaissances en vue de répondre à ces différentes questions, en omettant volontairement les résultats obtenus par l'Observatoire Pierre Auger qui seront présentés dans les prochains chapitres de cette thèse.

1.2 Retour aux origines des rayons cosmiques

1.2.1 Comment accélérer une particule à de telles énergies ?

Dans les paragraphes précédents, nous avons pu voir les preuves indiquant que les rayons cosmiques arrivant sur Terre présentent une charge électrique. Actuellement sur Terre, les accélérateurs de particules utilisent un champ électrique - le champ magnétique ne servant qu'au confinement des particules - pour atteindre des énergies dans le centre de masse de quelques TeV pour le plus grand accélérateur construit, le *Large Hadron Collider* (LHC). Le même principe pourrait donc s'appliquer pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques. Ces champs électriques sont produits par des variations des champs magnétiques locaux mais ne permettent pas d'expliquer les énergies les plus extrêmes observées. Les pulsars, étoiles à neutrons en rotation rapide, sont candidats à l'origine des rayons cosmiques de basse énergie via ces mécanismes et qui permettraient une accélération des noyaux de fer, au mieux jusqu'à 10^{18} eV.

Le second mécanisme d'accélération des particules est diffusif et a été développé par Enrico Fermi en 1949 [Fermi, 1949]. Il explique l'accélération des rayons cosmiques par une série de collisions ayant lieu dans un nuage de gaz magnétisé en mouvement. Si les directions de la particule et du nuage sont parallèles, la particule est décélérée, tandis que si ces directions sont antiparallèles, la particule est accélérée. Fermi a ainsi montré qu'en moyenne, dans un nuage se déplaçant à la vitesse v , le gain en énergie par collision est proportionnel à $(v/c)^2$ dénommant ainsi ce mécanisme comme *accélération de Fermi du second ordre*. Ce processus, bien que permettant d'atteindre les énergies que nous considérons nécessite un temps d'accélération de plusieurs milliards d'années. De plus, il ne permet pas à lui-seul d'expliquer l'indice spectral du spectre de la figure 1.1. Quelques raffinements ont été ajoutés pour constituer les mécanismes d'*accélération de Fermi du premier ordre* dans lesquels le gain en énergie est cette fois-ci proportionnel à (v/c) . Dans ce cas c'est tout le milieu interstellaire ou intergalactique qui est mis en mouvement par une onde de choc pouvant provenir de l'explosion, par exemple, d'une étoile en *supernova*, de l'émission par des noyaux actifs de galaxies, etc. La géométrie en amont et en aval de l'onde de choc (due aux irrégularité du front, turbulence, etc.) permet aux particules de gagner de l'énergie quelles que soient leur direction par rapport à l'onde de choc. Ce mécanisme résulte finalement en un spectre en énergie suivant une loi de puissance avec un indice spectral γ égal à 2.

A ce stade ces informations permettent de contraindre les populations astrophysiques dans lesquelles de tels processus peuvent avoir lieu, avec pour résultat l'émission de rayons cosmiques aux plus hautes ou extrêmes énergies. Avant de discuter ces contraintes, il apparaît important d'introduire quelques notions sur la propagation des rayons cosmiques dans le milieu Galactique et intergalactique le cas échéant.

1.2.2 Propagation des rayons cosmiques

Le spectre des rayons cosmiques que nous observons sur Terre n'est pas celui que ces derniers présentent aux sources. La traversée des rayons cosmiques qu'ils soient Galactiques ou extragalactiques, de leur site d'accélération jusqu'à la Terre n'est donc pas sans embûches. La question de la propagation des rayons cosmiques est donc cruciale afin de remonter au spectre injecté par les sources des rayons cosmiques et ainsi de mieux comprendre les mécanismes d'accélération.

Les premiers effets à considérer sont dus aux champs Galactiques ou extragalactiques rencontrés par les particules cosmiques chargées. Le manque de connaissance de ces champs, notamment des champs

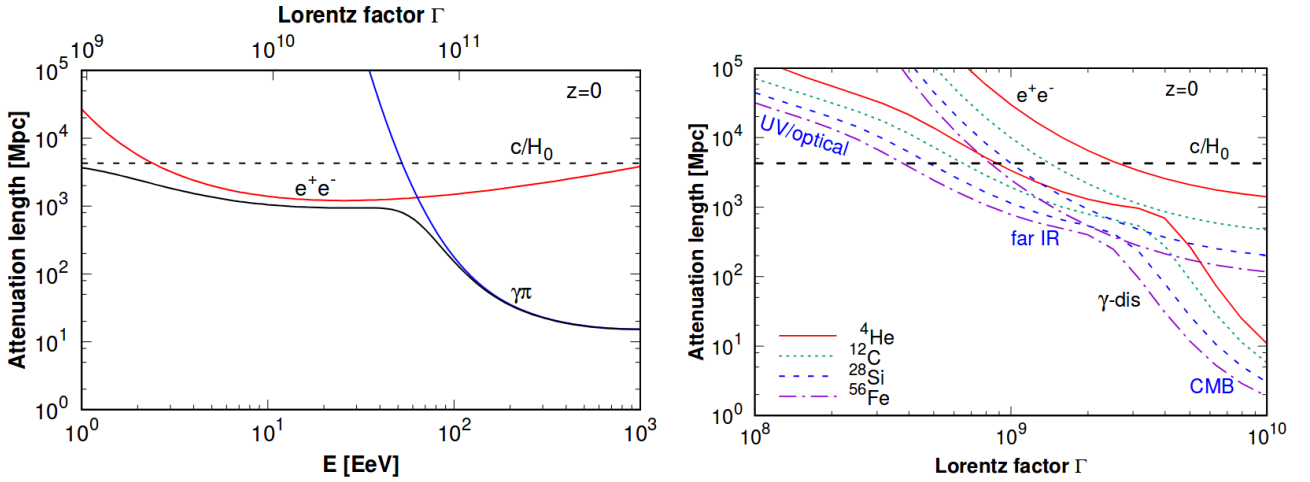


Figure 1.2 – Longueur d’atténuation des protons, à gauche, et des noyaux plus lourds, à droite, calculé à un décalage vers le rouge $z = 0$. Ces figures sont extraites des travaux de Mollerach and Roulet [2018].

extragalactiques, rend difficile la détermination de la position des sources des rayons cosmiques par simple reconstruction des directions d’arrivée des événements observés sur Terre. L’angle de déflexion d’un rayon cosmique est dépendant de son énergie et sa charge, permettant, aux énergies les plus extrêmes, aux protons de constituer les meilleurs pointeurs de leurs origines. Par exemple, un proton de 10^{20} eV possède un angle moyen de déflexion de quelques degrés tandis qu’à quelques EeV cet angle peut atteindre quelques dizaines de degrés [Stanev, 1997].

En 1966, deux articles indépendants sont publiés par Kenneth Greisen [Greisen, 1966] et par Vadim Kouzmine et Guéorgui Zatsépine [Zatsepin and Kuz’min, 1966] et montrent que les rayons cosmiques peuvent interagir avec les photons du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Ces photons, produits environ 380 000 ans après le Big-Bang, sont issus de la recombinaison des électrons avec les noyaux, suite à l’expansion et au refroidissement de l’Univers. Les trois physiciens montrèrent indépendamment qu’un proton peut interagir avec les photons du CMB via la production de pions :

$$p\gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \begin{cases} p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma \\ n\pi^+ \rightarrow n\nu_{\mu}\mu^+ \rightarrow n\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\nu_e e^+ \end{cases} \quad (1.1)$$

Ces interactions se produisent pour une énergie de protons au-delà de 10^{20} eV pour des photons du CMB de 2.7 K, comme illustré sur la figure 1.2 de gauche. Ces interactions se caractérisent par une perte moyenne de 20% sur l’énergie initiale du proton et produisent une coupure, nommée coupure GZK, dans le spectre des rayons cosmiques. A plus basse énergie les protons perdent leur énergie par création de paire en interagissant avec les photons du CMB. A chaque interaction initiant la création d’une paire électron/positron le proton incident perd environ 0.1% de son énergie initiale. Pour des énergies en deçà de quelques EeV, les pertes principales d’énergie sont dues à l’expansion adiabatique de l’Univers.

Les travaux de Greisen, Kouzmine et Zatsépine ont par la suite été étendus à tous les noyaux, allant du proton jusqu’au fer. Les interactions d’un rayon cosmique de masse A avec les photons du CMB ou du bruit de fond extragalactique (EBL pour *Extragalactic Background Light*, constitué de tous les photons produits par les galaxies, étoiles, etc. dans une gamme de longueur d’onde s’étalant de 0.1 μm à 1 nm) résultent en la production de noyaux plus légers via photodissociation, ou en la création de paires électrons/positrons. La figure 1.2 expose les longueurs d’atténuation de ces processus pour différents noyaux de masses A et d’énergie E en fonction du facteur de Lorentz $\Gamma = E/(A m_p)$ où m_p est la masse du proton.

A ce stade du chapitre, nous n’avons pas donné d’indice sur la composition des rayons cosmiques mais il est important de noter quelques points. Les rayons cosmiques sont des particules chargées

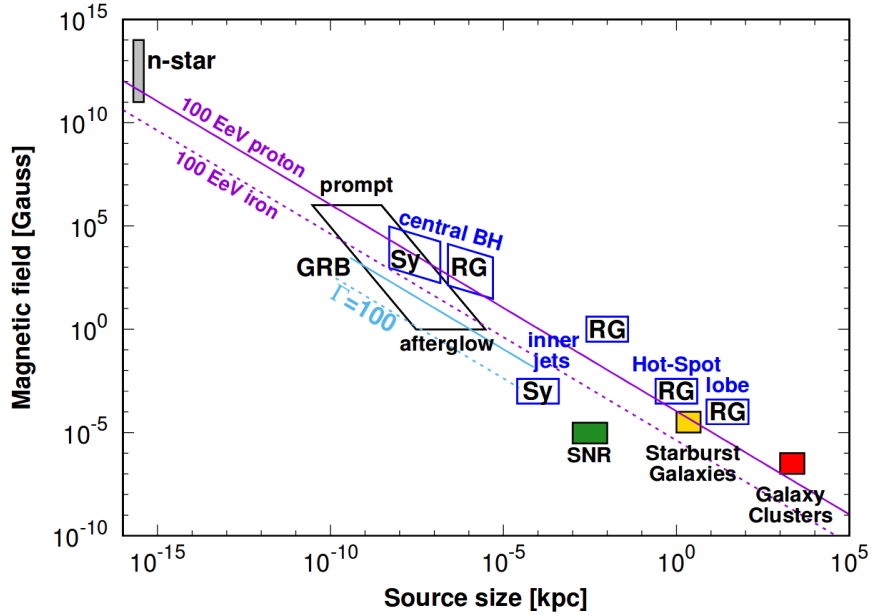


Figure 1.3 – Diagramme de Hillas. Les objets astrophysiques sont représentés en fonction de leur taille et de la valeur du champ magnétique qu’ils renferment. Les lignes continue et pointillée violettes indiquent respectivement les limites au-delà desquelles il est possible d’atteindre une énergie de 100 EeV pour un proton et un noyau de fer. La légende est explicitée dans le texte. Cette figure a été extraite de [Mollerach and Roulet, 2018].

produites dans des régions astrophysiques de forts champs magnétiques entraînant ainsi la production de photons lors de leurs déflexions par ces champs. Durant leur propagation les rayons cosmiques interagissent avec les photons du CMB et de l’EBL entraînant la production de photons et de neutrinos, notamment pour les protons. La détection en parallèle des photons et des neutrinos permet donc de contraindre les modèles de composition des rayons cosmiques. Enfin les pertes d’énergie tout au long du trajet des rayons cosmiques jusqu’à la Terre, permet de contraindre la position des sources de rayons cosmiques. Ainsi l’observation de rayons cosmiques à des énergies de 10^{20} eV montrent que les sources de ces derniers sont probablement incluses dans un rayon de 100 Mpc autour de la Terre (figure 1.2).

1.2.3 Sources candidates à l’accélération des rayons cosmiques

Les mécanismes d’accélération des rayons cosmiques sont contraints par les caractéristiques de la source et sa capacité à les maintenir confinés pendant tout le processus d’accélération. Le mécanisme d’accélération de Fermi du premier ordre est le meilleur modèle expliquant l’accélération aux énergies les plus extrêmes observées. L’énergie maximale qu’un potentiel site d’accélération puisse atteindre en suivant ce mécanisme, est donnée par le critère de Hillas présenté par exemple dans [Hillas, 1984]. Ce critère montre qu’un rayon cosmique de charge Ze reste confiné par le champ magnétique B , en μG , d’une onde de choc dans une zone de taille, en kpc, L et se déplaçant à une vitesse βc , uniquement si son énergie est inférieure à :

$$E \leq ZeBL\beta \quad (1.2)$$

De l’équation 1.2, il est possible d’extraire le diagramme de Hillas exposé sur la figure 1.3 et représentant la taille des sources, en kpc, en fonction de leur champ magnétique. Les lignes violettes sur cette figure indiquent les limites pour l’accélération de proton (ligne pointillée) et de fer (ligne continue) à une énergie de 100 EeV. En dessous de ces lignes, le confinement de la particule par le champ magnétique de la source ou par sa taille n’est pas suffisant pour atteindre les énergies observées. A partir de ces considérations, il est possible de lister les candidats potentiels :

Supernovæ : Aux plus basses énergies jusqu’aux genoux, l’accélération des rayons cosmiques est

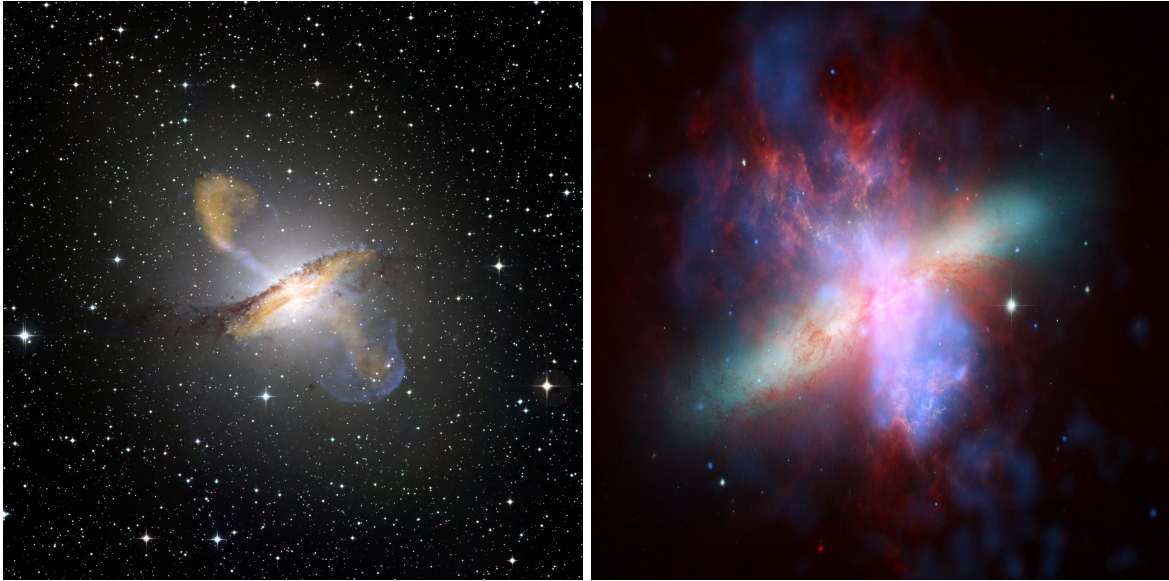


Figure 1.4 – Exemple d’objets astrophysiques candidats à l’accélération des rayons cosmiques. A gauche, image de Centaurus A observé par le télescope APEX. A droite, image reconstruite à partir des données des satellites Chandra, Spitzer et Hubble, de la galaxie à flambée d’étoiles, M82.

assurée par les supernova ou plus exactement les restes de supernovæ (SNR pour *SuperNova Remnants*) visibles sous la forme de nébuleuses de gaz éjectées à grande vitesse lors de l’explosion d’une étoile, impliquant une origine Galactique des rayons cosmiques à ces énergies. Aux plus hautes énergies, la figure 1.3 montre que les SNR ne permettent pas d’atteindre des énergies de 100 EeV, y compris pour le fer, suggérant ainsi une origine extragalactique à ces énergies.

Pulsars : Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide sur elles-mêmes et sont les restes non éjectés d’une étoile massive après son explosion en supernova. Cette rotation entraîne l’émission d’un fort rayonnement électromagnétique dans la direction de son axe magnétique, pouvant être responsable de la production de rayons cosmiques aux énergies en-deçà des genoux comme nous l’avons vu dans le paragraphe sur l’accélération des rayons cosmiques.

Noyaux actifs de galaxies (AGN pour *Active Galactic Nuclei*) : Région centrale très lumineuse d’une galaxie, comparée à la luminosité du reste de son disque, les AGNs émettent dans l’ensemble du spectre électromagnétique. Les variations de leur émission ont permis de mettre en place une classification complexe pour ces objets astrophysiques. On trouve ainsi parmi les AGNs, les galaxies de Seyfert (*Sy* sur le diagramme de Hillas de la figure 1.3), les radiogalaxies (RG), les quasars, les blazars, etc. La figure 1.4, à gauche, présente *Centaurus A*, l’une des radiogalaxies les plus proches de la Terre. L’accrétion de matière par leur trou noir central supermassif résulte dans l’émission de jets relativistes dans la direction de la rotation du disque galactique. Les lobes de ces jets (visibles sur la figure 1.4) sont des régions de forts champs magnétiques turbulents susceptibles d’accélérer les rayons cosmiques [Halzen and Zas, 1997].

Galaxies à flambée d’étoiles (*Starburst galaxies* en anglais) : Ces galaxies présentent un taux de formation d’étoiles exceptionnellement plus élevé que la plupart des galaxies dont la nôtre. Ces objets sont usuellement le résultat de l’interaction, voire de la collision de plusieurs galaxies entre elles. Les étoiles formées au sein de ces galaxies sont des étoiles de forte masse et donc de courte durée de vie. De ce fait, le nombre de mort d’étoiles par supernova est important. L’ajout à cela de la présence de vents puissants balayant la galaxie permet de considérer les galaxies à flambée d’étoiles comme un candidat sérieux à la production des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie. L’un des exemples les plus connus est la galaxie M82 représentée sur la figure 1.4 à droite. Un exemple de travaux étudiant les galaxies à flambée d’étoiles comme sources potentielles de l’accélération des rayons cosmiques aux plus hautes énergies peut être trouvé dans [VERITAS Collaboration, 2009]. Les noyaux actifs de galaxies (blazars notamment) et les

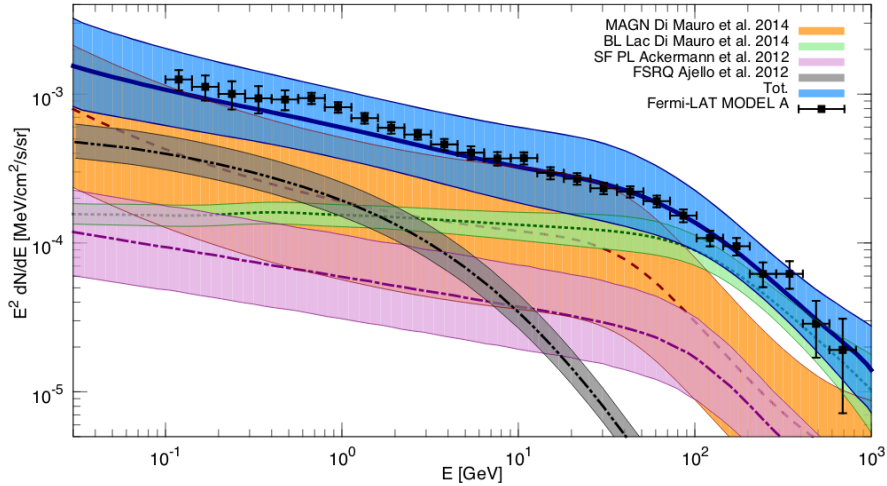


Figure 1.5 – Spectre des rayons γ extragalactiques extrait de [Di Mauro and Donato, 2015].

galaxies à flambée d'étoiles dominant également le spectre des photons aux plus hautes énergies comme exposés sur la figure 1.5, renforçant l'idée qu'ils peuvent être à l'origine des sources des rayons cosmiques aux plus hautes énergies, puisque la production de ces derniers s'accompagne de l'émission de photons à des énergies comprises entre quelques GeV et quelques TeV.

Sursauts Gamma (GRB pour *Gamma-Ray Burst* : Ce sont des flashes de quelques secondes à quelques minutes de photons gamma résultant de l'effondrement gravitationnel d'une étoile géante en un trou noir ou une étoile à neutron. Les ondes de chocs générées par de tels événements constituent un site potentiel de l'accélération des rayons cosmiques [Vietri, 1995].

Amas de galaxies ou *Galaxy Clusters* : Bien que disposant d'un champ magnétique plus faible que les objets précédemment cités, les amas de galaxies s'étendent sur quelques dizaines de Mpc pour les plus importants. Pour ces objets, l'accélération des rayons cosmiques est prédite, non pas dans les galaxies, mais dans des régions autour de l'amas dans lesquels des ondes de chocs ont été mises en évidence [Kang et al., 1996].

Bien entendu, cette liste est tout sauf exhaustive et d'autres sources sont ou ont été étudiées comme sites potentiels de l'accélération des rayons cosmiques. On peut par exemple citer les magnétars (étoiles à neutrons, n-star sur la figure 1.3) possédant les champs magnétiques les plus importants dans l'Univers ; les naines blanches, etc. A noter également que nous ne cherchons pas une seule origine et que l'ensemble des objets astrophysiques contribuent probablement aux spectres des rayons cosmiques observés sur Terre.

A partir des éléments sur l'accélération des rayons cosmiques, leur propagation dans l'Univers, il est possible de donner une interprétation des structures observées sur la figure 1.1. Pour des énergies allant de quelques GeV jusqu'aux genoux, l'origine des rayons cosmiques est Galactique et la présence des premier et second genoux marque respectivement la fin des énergies atteignables de l'accélération des rayons cosmiques par les supernovæ Galactiques pour les protons et les noyaux de fer. Des mesures plus fines permettront peut-être à l'avenir de distinguer d'autres genoux pour des noyaux entre le proton et le fer.

Si le second genou marque la fin de l'accélération par des sources Galactiques, la composante Galactique va diminuer sans être réalimentée. Le changement d'indice spectral au niveau de la cheville marquerait donc un changement dans les origines des rayons cosmiques et peut ainsi être interprété comme la transition entre les rayons cosmiques d'origines Galactiques et extragalactiques [Hillas, 2004]. En terme de composition, l'interprétation de la cheville est plus complexe. En considérant les mêmes mécanismes d'accélération pour les deux origines, on comprend alors que la fin du spectre des rayons cosmiques d'origine Galactique est composée des noyaux les plus lourds et que les premiers noyaux

extragalactiques observés sont les plus légers, constituant ainsi le premier modèle pour expliquer la forme de la cheville (*Ankle Model*). Cependant, l'accélération des rayons cosmiques n'implique pas à une énergie une espèce en particulier. De plus, les mécanismes de propagation des noyaux vus dans les paragraphes précédents brouillent l'information sur la composition moyenne des rayons cosmiques injectée dans le milieu Galactique ou extragalactique. Néanmoins, un modèle de propagation des rayons cosmiques développé par Allard et al. [2005] montre une interprétation possible de la cheville à l'aide d'une composition mixte provenant de sources extragalactiques. L'interprétation de la cheville peut également s'expliquer en terme de protons seulement. Si la fin du spectre des rayons cosmiques s'explique par les processus GZK, on s'attend à une accumulation de protons aux énergies en-deçà de la coupure GZK, due au fait qu'ensuite le processus dominant devient la création de paire et que celle-ci est peu efficace pour atténuer l'énergie des protons. Ce modèle, présenté par exemple par Berezhinsky et al. [2005] implique donc une composition aux plus hautes énergies dominée par les protons, impliquant de ce fait une importante production de photons et de neutrinos. La détermination de la composition des rayons cosmiques à la source devient donc une nécessité pour l'interprétation du spectre des rayons cosmiques. Dans les derniers chapitres nous verrons une méthode présentée par la collaboration Pierre Auger [Pierre Auger Collaboration, 2017a] pour extraire les caractéristiques des sources des rayons cosmiques à partir des données de composition et du spectre en énergie.

1.3 Détection directe à basse énergie

En-deçà de 10^{14} eV, le nombre de rayons cosmiques arrivant jusqu'à la Terre permet leur détection directe avec des expériences embarquées sur ballons (BESS, ATIC, CAPRICE, JACEE, TRACER, CREAM), ou l'envoi d'instruments en orbite autour de la Terre (en satellites indépendants comme PAMELA, ACE, ou greffés à la station spatiale internationale comme AMS, ISS-CREAM, CALET).

A ces énergies, il est possible d'identifier la nature de l'isotope traversant les instruments de mesure. La détermination des spectres des rayons cosmiques primaires (proton, hélium, carbone et autres noyaux de numéro atomique inférieur à celui du fer) et de leur direction d'arrivée renseignent sur les origines Galactiques des rayons cosmiques aux plus basses énergies. Les résultats de composition montrent des rapports d'abondance des noyaux identiques à ceux observés dans le système solaire à l'exception des rapports pour le lithium, le béryllium et le bore pour lesquels l'abondance observée s'explique par les processus de spallation sur les noyaux plus lourds comme le carbone ou l'oxygène. La connaissance précise des abondances de ces noyaux secondaires permet de mieux contraindre les modèles d'accélération et de propagation des rayons cosmiques, permettant d'expliquer que la différence entre l'indice des spectres des rayons cosmiques secondaires et celui des rayons primaires provient des phénomènes de propagation dans la Galaxie.

De nombreuses revues des expériences de détection directe des rayons cosmiques existent et offrent la possibilité d'acquérir un savoir bien au-delà des visées de ce paragraphe.

1.4 Quelques notions sur les gerbes atmosphériques

La suite de ce chapitre s'intéresse à établir une rapide revue des expériences de détection indirecte des rayons cosmiques et leurs principaux résultats. Les valeurs du flux mesurées aux plus hautes énergies ne permettent pas une détection spatiale ou par ballons des rayons cosmiques, d'où l'utilisation de méthodes indirectes, avec les contraintes et limites qui leur sont inhérentes, à partir de la détection de gerbes atmosphériques. Avant de détailler les expériences, il a semblé opportun de définir le développement et les caractéristiques des gerbes atmosphériques qui constituent les observations de l'Observatoire Pierre Auger. Plus de détails pourront être trouvés par exemple dans [Risse, 2004].

Comme leur nom le laisse entendre les gerbes atmosphériques se développent dans l'atmosphère terrestre. Ce développement est dépendant de la nature et de l'énergie du rayon cosmique qui l'a initiée. Il est ainsi possible de distinguer les gerbes initiées par un photon, un proton ou un noyau de fer comme illustré par des simulations sur la figure 1.6. De cette figure nous pouvons remarquer dans

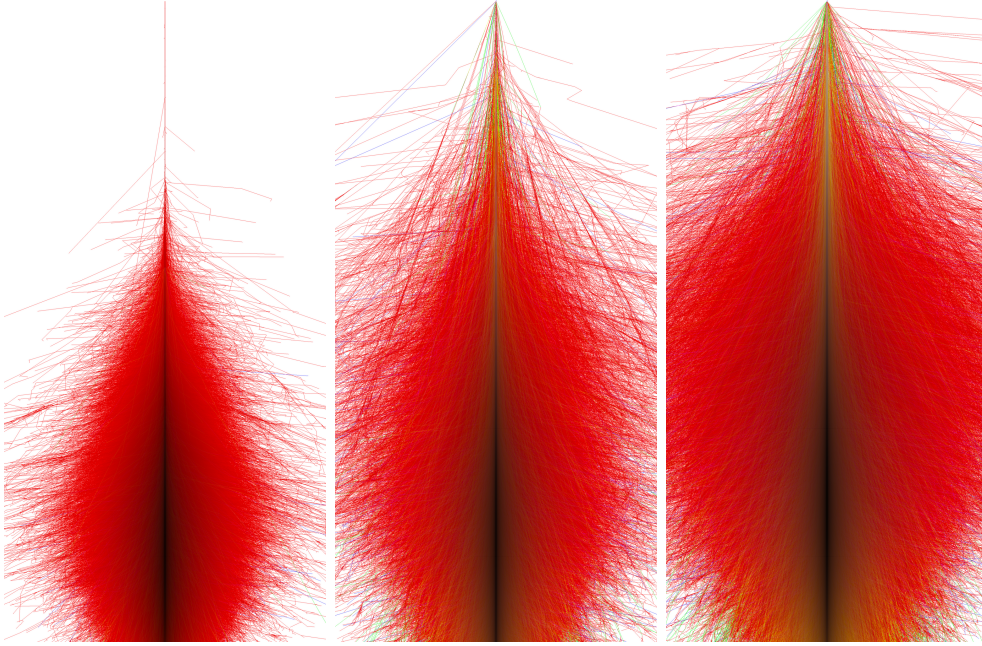


Figure 1.6 – Simulation de gerbes atmosphériques, par les programmes CORSIKA, initiées par un photon (à gauche), un proton (au milieu) et un noyau de fer (à droite) possédant une énergie de 10^{15} eV.

un premier temps qu'un photon traverse une épaisseur d'atmosphère plus importante qu'un proton ou qu'un noyau avant d'interagir. Plutôt que de définir à quelle altitude la particule incidente interagit dans l'atmosphère, il est plus aisé de définir la profondeur atmosphérique décrivant les variations de la masse volumique de l'air avec l'altitude et exprimée en g/cm^2 , puisque cette quantité tient compte des caractéristiques de l'atmosphère au moment de la détection de la gerbe atmosphérique. Nous verrons dans le chapitre 2 les instruments déployés par l'Observatoire Pierre Auger pour la mesure de ces caractéristiques.

Avant de décrire les étapes essentielles du développement d'une gerbe atmosphérique, définissons ses caractéristiques que nous utiliserons dans les prochains chapitres et qui sont présentées, en partie, sur la figure 1.7 :

L'axe : définit la direction d'arrivée du rayon cosmique autour duquel la gerbe se développe.

Le cœur : est le point d'intersection de l'axe de la gerbe avec la surface du sol.

Le front : correspond à la forme créée par les particules de la gerbe lorsqu'elles se déplacent vers le sol. La courbure et l'épaisseur du front de gerbe sont directement liées à la nature du rayon cosmique et à sa direction d'arrivée. Nous verrons dans la section 3.1.3 son importance dans la reconstruction géométrique des gerbes.

Le profil latéral : désigne la projection du nombre de particules dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe. Il est mesuré au sol en fonction de la distance par rapport à l'axe.

Le profil longitudinal : représente l'évolution du nombre de particules lors du développement de la gerbe en fonction de la profondeur d'atmosphère.

Le développement d'une gerbe initiée par un photon ou un électron a été pour la première fois modélisé par les travaux de [Heitler, 1954] dans lesquels seuls les processus de création de paires et de rayonnement de freinage sont inclus. A chaque interaction, deux particules sont produites (une paire électron/positron ou un photon et un électron), permettant l'établissement d'une cascade de particules tant que ces dernières ont une énergie supérieure à l'énergie critique E_c environ égale à 85 MeV. Un électron avec une énergie inférieure à E_c perd son énergie lors de collisions avec des atomes de l'atmosphère, stoppant ainsi le développement de la cascade et les photons sont atténués par diffusion Compton. La profondeur correspondant au maximum de développement de la gerbe électromagnétique dépend donc de l'énergie initiale de l'électron ou du photon qui l'a initiée, et varie comme le logarithme de cette énergie, $X_{\text{max}} \propto \log(E_0/E_c)$. On se référera aux travaux de Bruno Rossi pour un modèle de

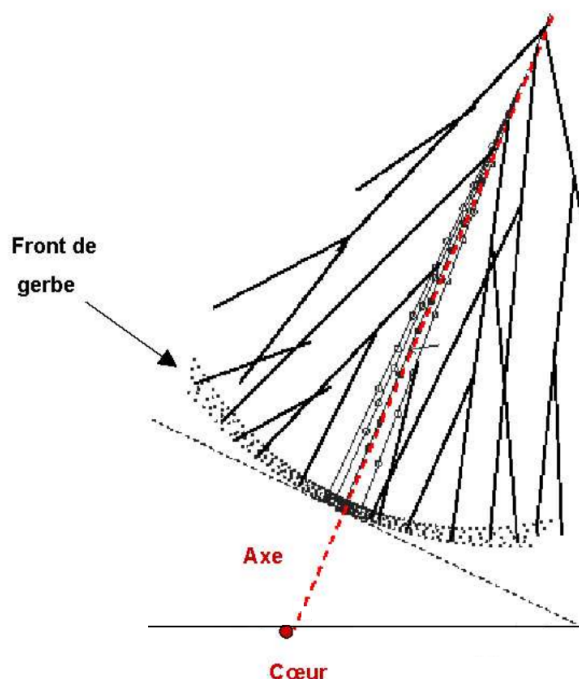


Figure 1.7 – Schéma de la géométrie d'une gerbe atmosphérique.

développement plus complexe des gerbes électromagnétiques.

Les gerbes hadroniques, initiées par un noyau présentent une structure plus complexe. Les premières interactions avec les molécules de l'atmosphère conduisent à la production de pions et de kaons en plus de la fragmentation des noyaux réactifs impliqués. Il est possible de distinguer trois composantes dans une gerbe hadronique. Le cœur de la composante hadronique est constitué des fragments nucléaires des premières interactions qui vont continuer à interagir le long de l'axe de la gerbe. Les pions neutres π^0 produits se désintègrent rapidement en deux photons initiant une gerbe électromagnétique selon les processus précédemment exposés. Les pions chargés continuent à interagir produisant d'autres pions neutres, alimentant ainsi la composante électromagnétique. Lorsque l'énergie des pions chargés π^\pm atteint l'énergie critique d'environ 10 GeV, leur désintégration en muons et neutrinos devient possible, créant et alimentant la composante muonique de la gerbe. L'autre source de muons lors du développement de la gerbe provient de la désintégration des kaons en pions chargés ou directement en muons. La production des muons intervient à des altitudes inférieures à la longueur d'interaction des muons avec les constituants de l'atmosphère. Une fois produits, les muons n'interagissent pratiquement pas tandis que les moins énergétiques sont susceptibles de se désintégrer avant d'atteindre le sol.

L'ensemble de ces processus est résumé sur la figure 1.8. La composante muonique joue un rôle essentiel dans la détermination de la nature des rayons cosmiques. Le nombre de muons produits est lié à la production de pions et kaons dans la cascade hadronique. Plus la masse du rayon cosmique incident est importante, plus le nombre de muons finalement produit l'est également. Les simulations de gerbes atmosphériques ont ainsi permis de mettre en évidence la relation entre le nombre de muons produits lors du développement d'une gerbe initiée par un rayon cosmique de masse A et celui d'une gerbe initiée par un proton, $N_\mu^A/N_\mu^p = A^\alpha$. Les prochains détecteurs de rayons cosmiques aux plus hautes énergies sont à présent imaginés de façon à pouvoir reconstruire séparément les profils latéraux des composantes muonique et électromagnétique. Il va de soi que la discrimination de la composante hadronique permettrait de remonter à la masse du rayon cosmique primaire. Cependant celle-ci reste collimée autour de l'axe de la gerbe, à des distances de cet axe où le nombre de particules constituant le front de gerbe est si important qu'il entraîne la saturation des détecteurs.

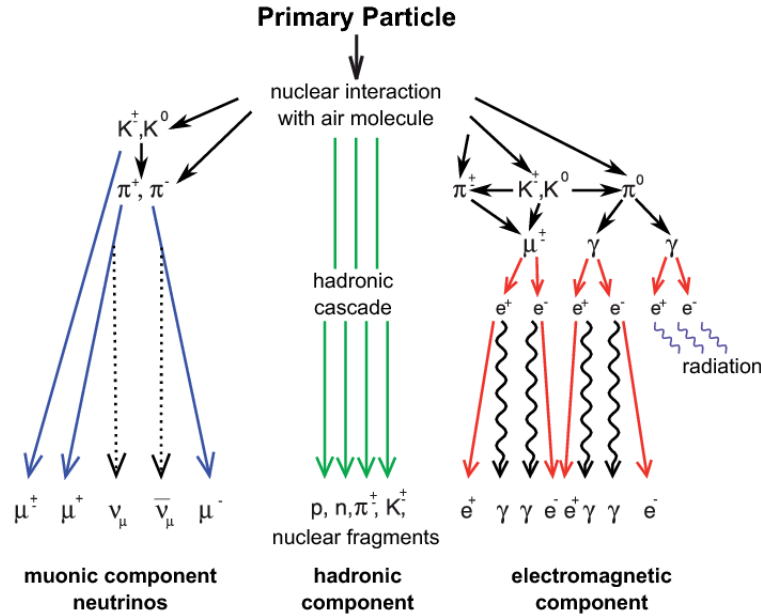


Figure 1.8 – Vue schématique du développement d’une gerbe atmosphérique. Cette figure est extraite de [Haungs et al., 2015].

1.5 Détection indirecte

Après la découverte des gerbes atmosphériques par Pierre Auger, Roland Maze et Thérèse Grivet-Meyer¹, la construction de surfaces de détection de plus en plus grandes a commencé, afin de repousser les limites observationnelles contraintes par les faibles flux de rayons cosmiques aux plus hautes énergies. Il a ainsi été possible aux physiciens Kulikov and Khristiansen [1958] de mettre en évidence, dès 1958, l’existence du genou du spectre des rayons cosmiques via l’utilisation de compteurs Geiger déployés sur une surface de 800 m². Dès l’année suivante des expériences de détection géantes ont entamé leur prise de données.

1.5.1 Volcano Ranch

Volcano Ranch est le premier détecteur géant construit par John Linsley et Livio Scarsi pour l’étude des gerbes atmosphériques et a opéré de 1959 à 1978. Le réseau consistait en 19 détecteurs couvrant une surface finale de détection d’environ 9 km² dans le Nouveau-Mexique (États-Unis d’Amérique) à une altitude d’environ un *mile*² au dessus du niveau de la mer. Chacun de ces détecteurs correspondait à 3.26 m² de scintillateurs dans lesquels les photons produits lors du passage des particules d’une gerbe étaient collectés par cinq photomultiplicateurs.

Le 22 février 1962, Linsley rapporte la détection d’une gerbe atmosphérique initiée par un rayon cosmique dont il a reconstruit l’énergie à environ 10²⁰ eV [Linsley, 1963], ce qui constitue au vu des techniques de détection employées une étonnante découverte et le premier événement enregistré à une telle énergie.

1.5.2 Haverak Park

Construit près de Leeds, en Angleterre, cette expérience est le fruit de la collaboration des universités de Leeds, Durham et Bristol et du *Imperial College*, marquant le début des collaborations s’affranchissant de toute forme de frontières. Opérant de 1968 à 1987, cette expérience a été la pre-

1. Selon la nationalité du physicien avec lequel on discute, la découverte des gerbes atmosphériques est plutôt attribuée à Bruno Rossi pour ses travaux en Érythrée.

2. 1 mile = 1.609 km

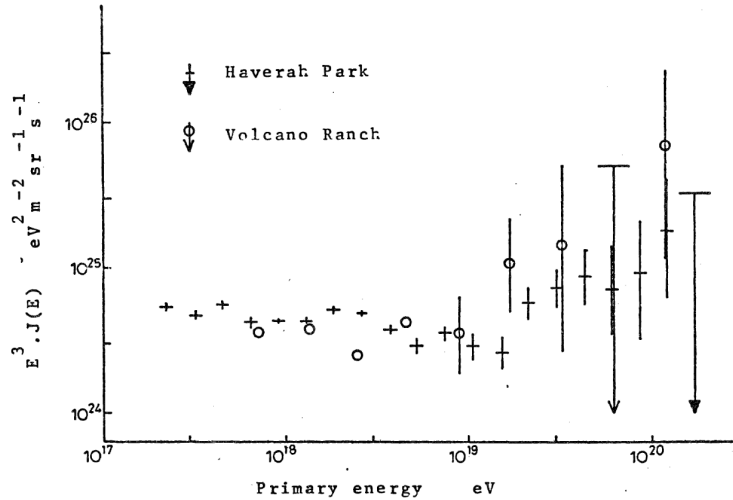


Figure 1.9 – Spectres en énergie des événements reconstruits par les expériences Volcano Ranch et Haverah Park, extraits de l'étude de Cunningham et al. [1977].

mière à déployer des cuves à effet Čerenkov³ sur une surface totale de 12 km² en vue de la détection des particules ultra relativistes des gerbes atmosphériques. Des milliers de gerbes ont ainsi été enregistrées incluant quatre événements présentant, après reconstruction, des énergies supérieures à 10²⁰ eV. Sur la figure 1.9, extraite de [Cunningham et al., 1977] sont présentés les spectres des expériences Volcano Ranch et Haverah Park pour lesquels un désaccord avec les théories de coupure GZK aux plus hautes énergies semble observé.

1.5.3 SUGAR

Le premier détecteur à être construit dans l'hémisphère sud est SUGAR pour *Sydney University Giant Airshower Recorder*, en Australie près de la ville de Narrabri et a opéré entre 1968 et 1979. Ce dernier consiste en 54 détecteurs, couvrant entre 50 et 100 km² selon les références lues, constitués d'une paire de scintillateurs liquides, espacés de 50 m et enterrés à 1.5 m de profondeur afin d'observer la composante muonique de la gerbe atmosphérique, la composante électromagnétique étant absorbée dans le sol. Ce parti pris de ne considérer que la composante muonique ne permet pas une estimation précise de l'énergie du rayon cosmique incident [Winn et al., 1986b], c'est pourquoi les physiciens de SUGAR se sont concentrés sur l'analyse des directions d'arrivée des rayons cosmiques [Winn et al., 1986a], d'autant plus que leurs résultats permettaient une couverture du ciel alors non accessible aux expériences mises en place dans l'hémisphère nord.

1.5.4 Yakutsk

C'est en 1965 qu'apparaissent les premiers plans d'installation d'un détecteur dédié à l'étude des rayons cosmiques en Union Soviétique. Situé à Yakutsk, en Russie, à 100 m au-dessus du niveau de la mer, cette expérience est la première expérience hybride déployée dont la surface de détection au sol a pu atteindre jusqu'à 18 km². Bien qu'ayant débuté sa prise de données en 1970, elle est presque cinquante ans plus tard toujours en activité avec une surface de détection réduite en 1995 à 10 km². Deux types de détecteurs la composent, comme il est possible de le voir sur la figure 1.10 à gauche :

Scintillateurs : 58 stations de scintillateurs sont déployées en surface et 6 stations sont enterrées dans le but d'estimer le nombre de muons de la gerbe. Chacune de ces stations est constituée de 2×2 m² de scintillateurs.

Photomultiplicateurs : 48 détecteurs de la lumière Čerenkov émise lors du développement de la gerbe atmosphérique, comprennent chacun 3 photomultiplicateurs dont la surface de collection

3. Nous reparlerons plus en détail de la détection par effet Čerenkov dans le chapitre consacré à la présentation de l'Observatoire Pierre Auger

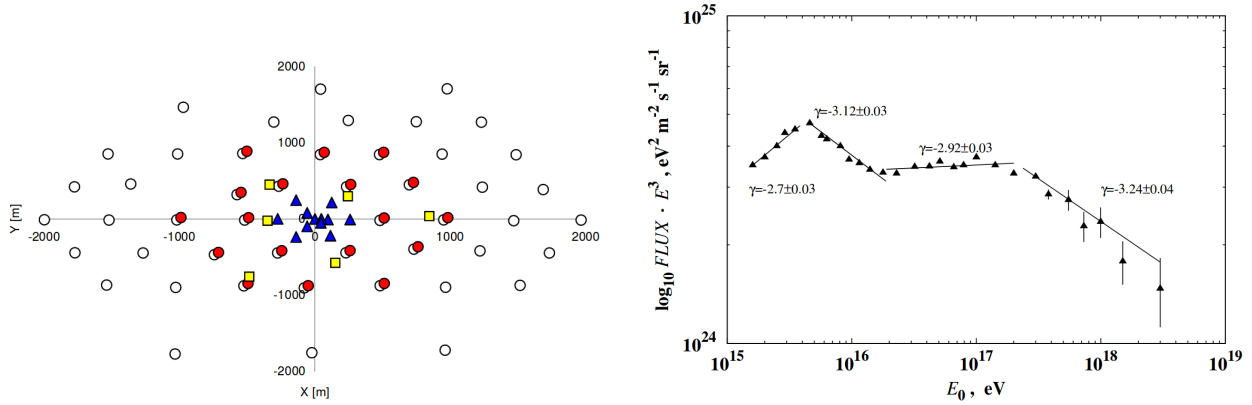


Figure 1.10 – À gauche : Vue schématique de la répartition des détecteurs de l'expérience Yakutsk. Les ronds vides indiquent la position des scintillateurs et les carrés jaunes, la position des scintillateurs enterrés. Les ronds rouges et triangles bleus représentent les positions des détecteurs de la lumière Čerenkov. À droite : Spectre en énergie des événements reconstruits par l'expérience Yakutsk. Cette figure est extraite de [Knurenko et al., 2013]. Les lignes continues présentent le meilleur ajustement obtenus sur les quatre intervalles en énergie considérés.

est de 176 cm^2 . Ils sont répartis en un réseau espacé de 500 mètres et en un réseau central pour lequel l'espacement des détecteurs est compris entre 50 et 200 mètres. Le second réseau a été implémenté afin de pouvoir observer des rayons cosmiques d'énergie comprise entre 10^{15} et 10^{17} eV.

La configuration de cette expérience lui a permis d'observer plus d'un million d'événements dont trois avec une énergie supérieure à 10^{20} eV. La figure 1.10, à droite, présente le spectre en énergie de ces observations pour lequel on observe clairement le premier genou à une énergie de $3 \cdot 10^{15}$ eV et le second genou à $2 \cdot 10^{17}$ eV [Knurenko et al., 2013].

1.5.5 AGASA

Initialement séparée en quatre zones puis regroupées en une seule lui permettant de couvrir une surface de 100 km^2 , l'expérience AGASA pour *Akeno Giant Air Shower Array* est déployée à 120 km de Tokyo, au Japon. Elle se compose de 111 détecteurs de surface constitués de scintillateurs de 2.2 m^2 avec une épaisseur de 5 cm, espacé de 1 km et de 27 détecteurs de muons, de surface de 2.8 m^2 et 10 m^2 , placés près des scintillateurs permettant la détection de muons avec une énergie supérieure à 0.5 GeV [Kawaguchi et al., 1990]. La prise de donnée s'est effectuée de 1990 à 2004 et a permis la détection de 11 événements possédant une énergie reconstruite supérieure à 10^{20} eV remettant ainsi en cause les modèles de coupure GZK. La résolution angulaire de AGASA, 3° à 10^{18} eV et 1.5° à 10^{20} eV a permis l'étude d'anisotropies dans les directions d'arrivée reconstruites à grande et petite échelle angulaire. Les résultats publiés dans [Hayashida et al., 1999] ont ainsi montré une anisotropie, à une échelle angulaire de 20° , de 4% d'amplitude pour des événements d'énergie supérieure à 10^{18} eV pointant dans la direction du centre Galactique. À une échelle angulaire plus petite, Takeda et al. [1999] ont reporté l'existence de doublets et triplets d'événements avec une probabilité de les observer par chance inférieure à 1%.

1.5.6 De Fly's Eye à HiRes

En 1981, la première génération de détecteurs Fly's Eye est construite dans le désert de l'Utah (États-Unis d'Amérique). C'est le premier à considérer la lumière de fluorescence produite lors du passage des particules d'une gerbe atmosphérique. Le détecteur Fly's Eye I consiste en 67 miroirs de 1.5 m de diamètre pointant chacun dans une direction différente du ciel. La lumière se réfléchissant sur ces miroirs est ensuite collectée par une douzaine de photomultiplicateurs. Un second détecteur, constitués de 36 miroirs, est construit en 1986 à 3.4 km du premier permettant une détection en stéréo

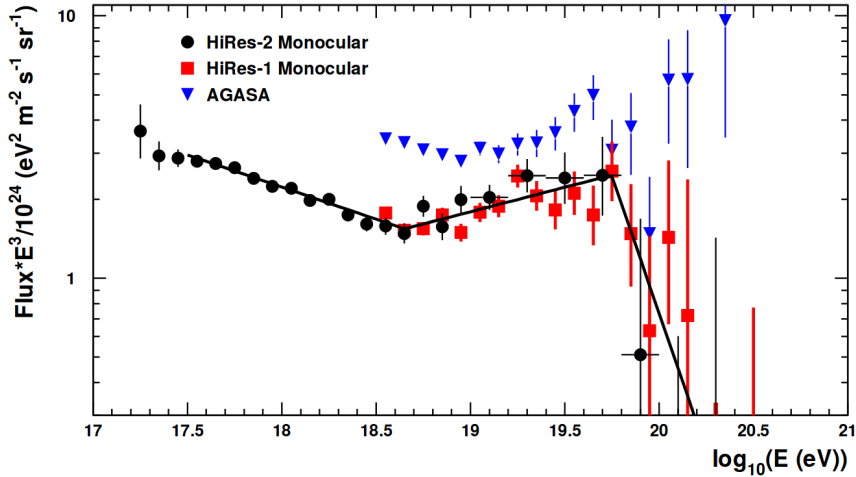


Figure 1.11 – Spectres en énergie reconstruits par les expériences AGASA et HiRes [Bergman, 2008]. A partir de la comparaison de ces deux courbes s’est posée la question de la fin du spectre des rayons cosmiques.

des gerbes atmosphériques jusqu’en 1992, date à laquelle la prise de données a été arrêtée. Ces deux détecteurs ont mesuré la position en énergie de la cheville à $3 \cdot 10^{18}$ eV et ont montré un allègement de la composition des rayons cosmiques entre 10^{17} et $3 \cdot 10^{19}$ eV [Bird et al., 1995].

Sur le même site, une seconde génération de détecteurs, HiRes (pour *High Resolution Fly’s Eye*) I et II, séparés de 12.6 km, ont été construits en 1997 et 1999 et ont cessé leur opération en 2006. HiRes I est composé d’un anneau de télescopes permettant une détection en azimuth sur 360° et en élévation de 3° à 17° , tandis que HiRes II se compose de deux anneaux lui permettant une observation jusqu’à 31° en élévation. Le résultat le plus intéressant obtenu par l’expérience HiRes est sa découverte de la suppression du flux des rayons cosmiques pour des énergies au-delà de $6 \cdot 10^{19}$ eV, cohérente avec la coupure GZK précédemment développée et contredisant ainsi les résultats publiés par AGASA jusqu’alors. La figure 1.11 illustre le débat qui a animé les physiciens des rayons cosmiques et qui ne prendra fin qu’avec la construction de l’Observatoire Pierre Auger.

1.5.7 KASCADE-Grande

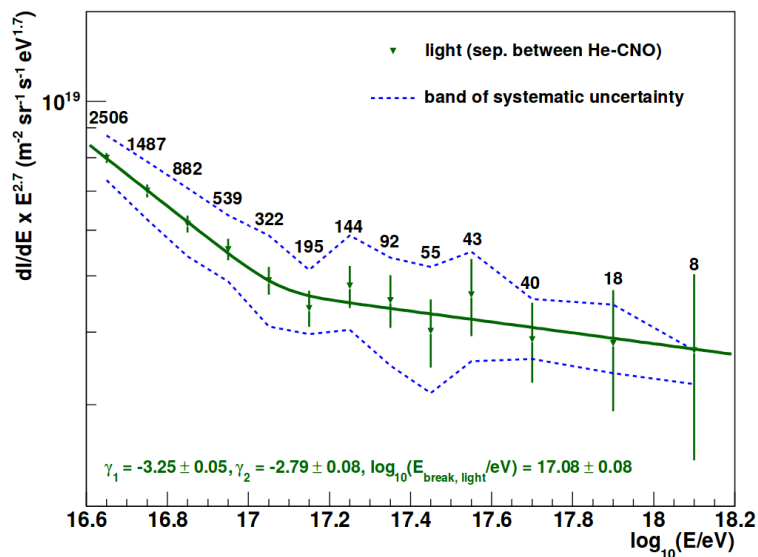


Figure 1.12 – Spectre de la composante légère (proton + hélium) reconstruit par l’expérience KASCADE-Grande. Cette figure provient de la référence [KASCADE Collaboration, 2013].

L'observatoire KASCADE pour *KArlsruhe Shower Core and Array DEtector* est une expérience construite en 1996, située en Allemagne sur le campus de la ville de Karlsruhe et consiste en 252 stations espacées de 13 mètres sur un réseau carré. Chacune des stations comprend 4 détecteurs électromagnétiques et un détecteur de muons donnant la possibilité de séparer les composantes électromagnétique et muonique des gerbes atmosphériques dans le but d'estimer la masse du rayon cosmique incident. L'ajout de 37 scintillateurs de 10 m², précédemment utilisés par le détecteur de gerbes atmosphériques italien EAS-TOP [Castellina, 2003], séparés de 130 m à proximité des détecteurs de KASCADE constitue l'amélioration majeure de ce dernier, KASCADE-Grande. L'expérience KASCADE-Grande, arrêtée en 2009, a permis l'étude du spectre des rayons cosmiques dans un intervalle d'énergie de 10¹⁶ à 10¹⁸ eV. Les méthodes de détection employées ont permis d'établir le spectre des rayons cosmiques pour différentes masses, notamment celui des protons et noyau d'hélium (dont la séparation en termes de profondeur d'atmosphère traversée est compliquée) présenté sur la figure 1.12.

1.5.8 *Telescope Array*

Dans les chapitres suivants, nous aurons l'occasion de revenir sur les méthodes de détection de l'Observatoire Pierre Auger et les résultats les plus récents obtenus. Actuellement, dans l'hémisphère nord, à Millard County en Utah, a été construite une expérience de détection hybride, *Telescope Array*. Elle se compose de 507 scintillateurs plastiques de 3 m² déployés sur un réseau de maille carrée de 1.2 km couvrant ainsi 700 km². A ces scintillateurs s'ajoutent 2 sites de fluorescence comprenant 12 télescopes et un autre site comprenant 14 télescopes.

A la fois concurrente et complémentaire à l'Observatoire Pierre Auger, l'expérience *Telescope Array* permet une mesure de l'énergie, des directions d'arrivée et de la composition des rayons cosmiques. Nous détaillerons les résultats obtenus en même temps que ceux de l'Observatoire Pierre Auger.

1.6 Conclusion du chapitre

Les rayons cosmiques que nous allons considérer dans la suite du document sont des noyaux chargés dont la production est assurée dans les conditions les plus extrêmes que l'Univers abrite. La propagation de ces noyaux dans le milieu Galactique ou extragalactique rend la détermination de leur origine compliquée. Néanmoins le XX^{ème} a vu la construction de nombreuses expériences destinées à la détection directe ou indirecte des rayons cosmiques. L'ensemble des données collectées permet la construction du spectre en énergie exposé sur la figure 1.13, extrait de Hillas [2006]. Cette figure montre un accord entre les différentes expériences dédiées à la détection directe pour des énergies en-deçà de 10¹⁴ eV et indirecte au-delà. Cependant lorsque l'on zoome aux plus hautes énergies du spectre, on constate des différences dans les résultats collectés le siècle dernier, notamment concernant la coupure du spectre observée seulement par HiRes. C'est dans ce contexte que l'Observatoire Pierre Auger a été imaginé avec pour but de répondre aux questions encore en suspens.

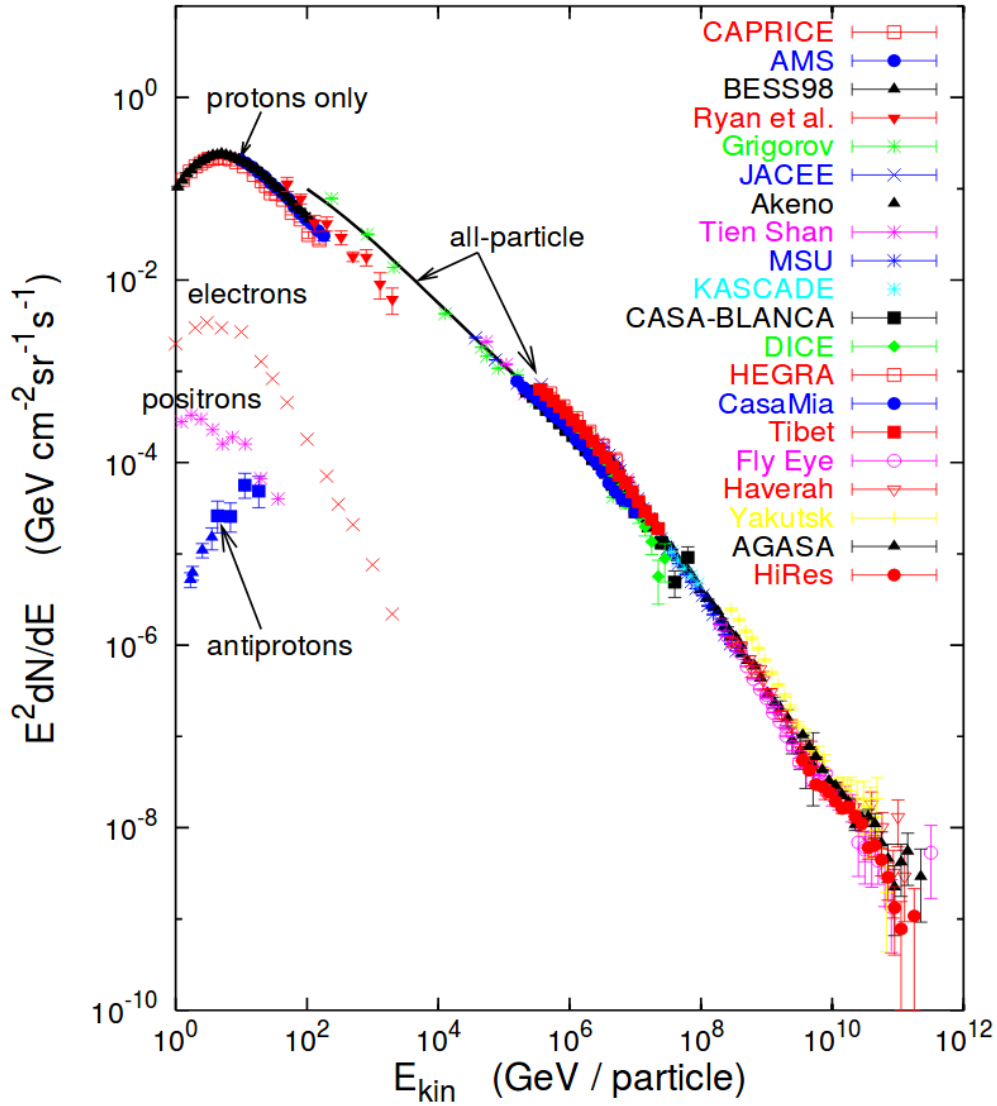


Figure 1.13 – Spectres des rayons cosmiques reconstruits par des expériences de détection directe ou indirecte de ces derniers. Cette figure a été réalisée par [Hillas, 2006].

Observatoire Pierre Auger : Du détecteur au traitement du signal

Résumé du chapitre

L'Observatoire Pierre Auger est à ce jour un "modèle" pour la détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie de par ses méthodes de détection hybrides, sa surface au sol - la plus large jamais construite - et les énergies qu'il considère, les plus extrêmes qui puissent être atteinte dans l'Univers. Plus de 2000 détecteurs : cuves Čerenkov, télescopes de fluorescence, antennes radios et compteurs de muons opèrent nuit et jour au milieu de la Pampa Argentine. Dans ce chapitre, les caractéristiques principales de chaque détecteur sont décrites afin de donner un aperçu de la complexité à laquelle les physiciens de la collaboration font face. L'extraction du signal d'intérêt enregistré par le détecteur du réseau de surface est ensuite détaillée en fin de chapitre.

L'Observatoire Pierre Auger a été imaginé et construit afin de répondre aux questions toujours en suspens concernant les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Au moment de sa conception, les données expérimentales recueillies par les expériences HiRes ou AGASA ne permettaient pas de conclure sur la partie finale du spectre en énergie des rayons cosmiques [Bergman, 2008]. Alors que l'expérience HiRes utilisait un détecteur de fluorescence et observait une coupure brutale du flux des rayons cosmiques, l'expérience AGASA avait déployé un réseau de détecteur au sol et enregistrait des événements avec des énergies au-delà de 10^{20} eV. Afin de pouvoir trancher sans ambiguïté, l'Observatoire Pierre Auger a été conçu pour combiner à la fois les techniques de détection au sol et de fluorescence. La mesure simultanée des profils longitudinal et latéral d'une gerbe atmosphérique permet à l'expérience Pierre Auger d'être le principal observatoire hybride dédié à l'étude des rayons cosmiques et le seul construit dans l'hémisphère sud. On trouvera dans la référence [Pierre Auger Collaboration, 2015] une description complète de ce dernier.

Le faible flux du spectre des rayons cosmiques au-delà de 10^{18} eV (figure 1.1) requiert une grande surface de détection, qui pour des raisons pratiques, demande à être la plus plate et régulière possible. Le but de l'observatoire étant de déterminer l'origine des rayons cosmiques, une couverture du ciel complète est nécessaire ; c'est pourquoi initialement, deux sites ont été sélectionnés : le premier dans l'hémisphère Sud, à Malargüe au milieu de la Pampa Argentine, auquel le reste du chapitre est dédié, et le second dans l'hémisphère Nord dans l'état du Colorado, aux États-Unis. Cependant des difficultés financières n'ont jamais pu permettre la construction du site Nord. Néanmoins la combinaison des données de l'observatoire Pierre Auger avec celles de l'expérience *Telescope Array* assure une couverture complète du ciel. Au sein du site de *Telescope Array*, quelques unités de détecteurs de surface semblables à celles utilisées au Sud ont été récemment déployées et sont en cours de tests.

La construction du site Sud a commencé en 2001 et s’est finalement achevée en 2008 pour le réseau principal et 2012 pour le réseau *Infill*, avec le déploiement du dernier détecteur de surface. Il est localisé à une altitude autour de 1400 m, altitude à laquelle les gerbes atmosphériques aux énergies considérées peuvent atteindre leur déploiement maximal tout en permettant leur détection au sol. Bien que déployés et fonctionnant depuis plus de dix ans aujourd’hui, les instruments de l’Observatoire Pierre Auger sont sans cesse en cours d’amélioration ou d’optimisation. Aujourd’hui plusieurs centaines d’ingénieurs, physiciens etc., venant d’une vingtaine de pays sont impliqués dans la maintenance et l’amélioration des détecteurs ainsi que dans l’analyse des données qu’il fournit.

La suite du chapitre se concentre dans un premier temps sur la présentation des différents détecteurs qui constituent aujourd’hui l’observatoire, et dans un second temps sur le détecteur de surface et l’extraction de son signal d’intérêt.

2.1 Réseau de surface

Principal détecteur de l’Observatoire Pierre Auger, le réseau de surface s’étend sur plus de 3000 km² dans la Pampa Argentine, offrant une vue imprenable sur la Cordillère des Andes. L’empreinte au sol des gerbes atmosphériques dépendant directement de l’énergie du primaire, plus l’énergie du primaire sera grande et plus son empreinte au sol sera large. Ainsi environ 1660 détecteurs de surface, fonctionnant 24h/24, 7jrs/7 (cycle de service d’environ 100%), sont répartis sur un réseau triangulaire de pas 1500m pour le réseau standard et 750m pour le réseau dit *Infill* (figure 2.1). Le réseau standard ainsi constitué est optimisé pour la détection de gerbes atmosphériques initiées par des primaires possédant une énergie supérieure à 3 EeV tandis que le déploiement de l’*Infill* permet, via la diminution du pas du réseau, d’abaisser le seuil de détection en énergie de 3 EeV à 0.3 EeV pour une centaine de détecteurs se situant dans la partie Nord-Ouest du réseau standard. Sur la figure 2.1 chaque point correspond à l’emplacement d’une station Čerenkov.

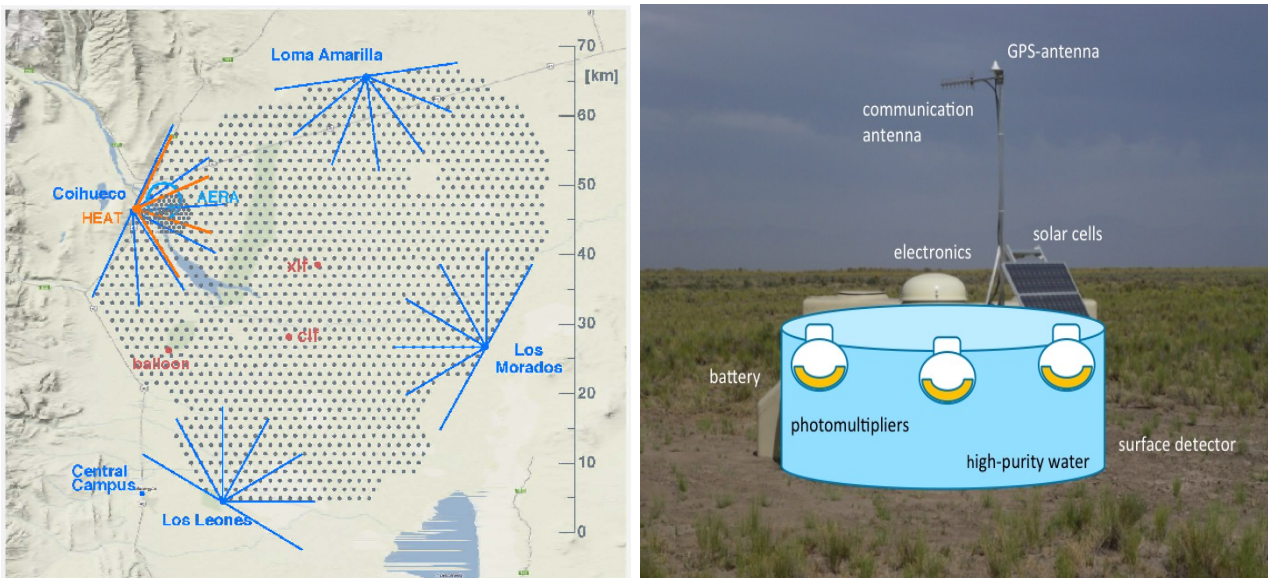


Figure 2.1 – Détecteur de surface (SD). A gauche, carte de l’Observatoire Pierre Auger. Chaque point correspond à une station. Les lignes bleues ou oranges indiquent la position et le champ de vue des différents détecteurs de fluorescence. Dans la ville de Malargüe se situe le bâtiment central d’acquisition des données indiqué par la mention *Central Campus*. A droite, une illustration des différents composants d’une station du détecteur de surface, dont le détail est donné dans le texte, est présentée.

2.1.1 La station : constituant élémentaire de la détection au sol

L'une des particularités de l'Observatoire Pierre Auger réside dans sa surface de détection, la plus grande jamais réalisée afin d'obtenir une statistique suffisante aux énergies ultimes considérées.

Les particules secondaires chargées constituant une gerbes atmosphériques ont une énergie supérieure à celle de la lumière du milieu diélectrique transparent qu'elles traversent, produisant alors un flash de lumière, dit lumière Čerenkov. Dans le cadre de la détection au sol des gerbes atmosphériques par l'Observatoire Pierre Auger, c'est l'eau qui va constituer le milieu dans lequel les particules de la gerbe vont produire ces photons Čerenkov. Nous verrons dans la suite que cet effet se produit également dans l'atmosphère lors de la traversée des particules secondaires jusqu'au sol, ce qui constitue la base de la détection pour des expériences comme HESS, et une source de bruit pour le réseau de fluorescence. Une cuve à effet Čerenkov (ou plus simplement cuve Čerenkov) est communément décrite comme un cylindre de 3.6 m de diamètre pour 1.2 m de hauteur¹. L'intérieur de ce cylindre contient un sac tapissé sur sa face interne d'un matériau réfléchissant, le Tyvek, et est rempli de 12 tonnes d'eau la plus pure possible. La pureté de l'eau est un facteur essentiel dans la transmission et la diffusion des photons jusqu'aux photomultiplicateurs (PMs) et dans la durée de vie du détecteur. La traversée dans l'eau des particules chargées de la gerbe provoque l'émission de photons Čerenkov dans le domaine visible². Les photons produits sont ensuite réfléchis et diffusés par le Tyvek. Le Tyvek a donc pour but d'homogénéiser la réponse des 3 PMs situés à la surface supérieure de la cuve observant l'intérieur du sac au travers de trois hublots transparents. La présence de micro-organismes dans la cuve entraînerait une absorption des photons Čerenkov et une dégradation rapide des performances de la cuve.

L'ensemble des détecteurs du réseau de surface permet d'échantillonner le profil latéral de la gerbe atmosphérique. La reconstruction de celui-ci, qui sera détaillée dans le chapitre 4 permettra, in fine, la détermination de l'énergie des rayons cosmiques et la construction de leur spectre en énergie.

Construction de la trace

Le signal des PMs est extrait à l'anode et à la dernière dynode dans le but de couvrir toute la gamme d'amplitude des signaux. Le signal de la dernière dynode est amplifié d'un facteur 32 et constitue la voie de sortie "haut-gain" tandis que le signal de l'anode constitue la voie "bas-gain". Les signaux de ces deux voies sont filtrés et échantillonnés sur 10 bits à une fréquence de 40 MHz puis numérisés par un convertisseur analogique-numérique FADC (*Flash Analog to Digital Converter*). Six traces, représentant l'évolution du signal reçu par le PM en fonction du temps, (3 PMs \times 2 voies) de 768 bins de 25 ns en temps et de 0 à 1023 en coups ADC sont ainsi constituées.

L'utilisation de ces deux sorties permet la détection de signaux produits par des photoélectrons, de quelques uns à des centaines de milliers. Le nombre de photoélectrons produits est lui-même dépendant du nombre de particules traversant la cuve. L'amplification de la dernière dynode permet ainsi la détection de faibles signaux éloignés de l'axe de la gerbe atmosphérique de quelques kilomètres tandis que le signal de l'anode est utilisé lorsque l'amplification de la dynode entraîne une saturation de l'électronique, pour des distances proches de l'axe de la gerbe (typiquement quelques centaines de mètres).

L'alimentation de l'ensemble des composants de la cuve Čerenkov est assurée par deux batteries de 12 V, chargées grâce à deux panneaux solaires placés au sommet de la cuve. Elles délivrent les 10 W nécessaires au fonctionnement du détecteur, offrant à chaque cuve du réseau leur indépendance énergétique. Sauf en cas de conditions météorologiques mauvaises pendant plusieurs semaines, ce système permet la détection des rayons cosmiques depuis plus de dix ans.

1. Cette hauteur correspond à la hauteur d'eau de la cuve. L'ensemble des équipements installés au sommet de celle-ci augmente sa hauteur totale.

2. Pour les curieux de la couleur de la lumière Čerenkov, de nombreuses photographies ou vidéos de réacteurs nucléaires, dans lesquels les produits des désintégrations radioactives émettent des photons Čerenkov dans l'eau, existent sur Internet.

Systeme de communication

1660 détecteurs sont déployés sur plusieurs dizaines de kilomètres en un lieu dépourvu d’infrastructures, la ville de Malargüe se situant à quelques dizaines de kilomètres de la cuve la plus proche. Bien que contraignant, ce désert urbain est nécessaire pour limiter la pollution liée aux activités humaines, lumineuse ou liée aux émissions des activités humaines. Un réseau de télécommunication a donc dû être développé pour permettre la couverture de 3000 km^2 et récupérer les données enregistrées par chaque cuve. Chacune d’entre elle est équipée par une antenne radio permettant la transmission vers un des sites de fluorescence construits au quatre coins du réseau de surface et relayant l’information au *Central Data Acquisition System* (CDAS) localisé dans les locaux bâtis dans la ville de Malargüe. De la même manière il est également possible de contrôler les détecteurs du réseau depuis ces locaux.

La détermination de la position de la cuve est assurée à l’aide d’une antenne réceptrice GPS (*Global Positioning System*). Ce système GPS assure surtout l’association d’un temps à chaque signal envoyé par une cuve avec une précision aujourd’hui de 10 ns. En figure 2.1, une illustration de tous les composants constituant une station du SD est donnée.

Ce qui dans la suite du document sera appelé station fait référence à l’ensemble de la cuve Čerenkov incluant ses sources d’énergie et ses moyens de communication [Pierre Auger Collaboration, 2008b].

2.1.2 Le VEM, une unité d’étalonnage des cuves

Les PMs convertissent donc les photons Čerenkov en signaux électriques qui ensuite sont digitalisés en nombre de coups ADC. La phase suivante consiste en la conversion de la trace en coups ADC en l’unité de référence, qui pour le réseau de surface de l’expérience Auger est le *Vertical Equivalent Muon* (VEM). Cette unité désigne l’énergie déposée par un muon d’un GeV traversant verticalement la cuve. Chaque station et chacun de ses PMs ayant des réponses différentes au passage d’une gerbe, il est nécessaire de disposer d’une unité de référence pour laquelle les PMs sont étalonnés afin de pouvoir comparer les signaux entre les 3 PMs d’une station mais aussi entre toutes les stations du réseau. Une fois une station déployée sur le réseau, il n’est plus possible d’isoler un muon vertical pour effectuer cette calibration qui nécessite d’être régulièrement mise à jour. La valeur d’un VEM est donc définie en mesurant la charge produite par l’ensemble des muons environnementaux.

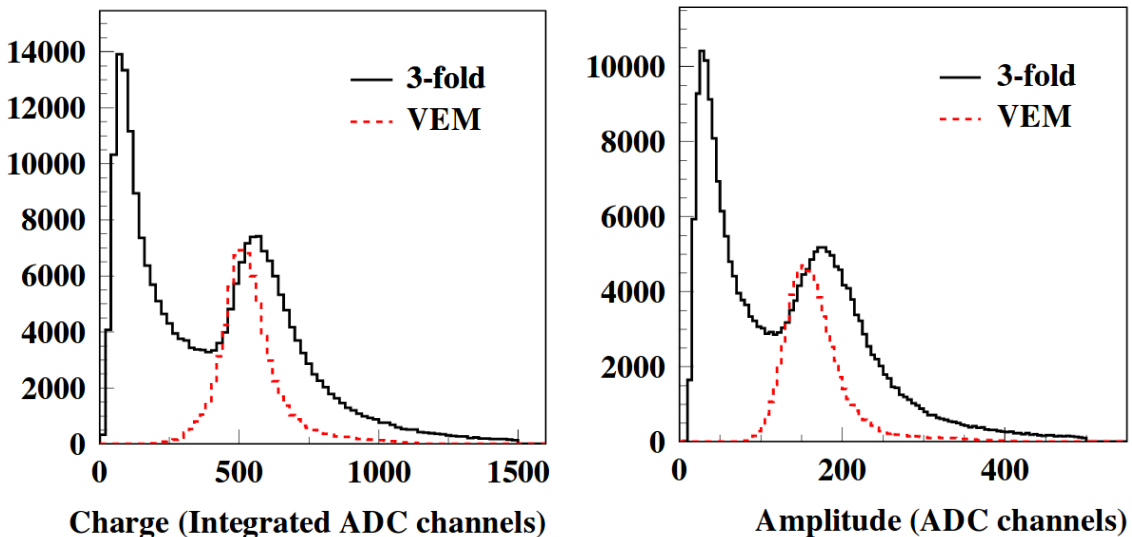


Figure 2.2 – Histogramme de la charge (à gauche) et de l’amplitude en coups ADC (à droite) des muons. L’histogramme en noir correspond à celui des muons environnementaux détectés par les 3 PMs de la station (ou l’ensemble de ces PMs actifs), tandis qu’en rouge est représenté celui des muons verticaux. Ces figures sont extraites de [Bertou et al., 2006]

Chaque minute l’histogramme de la charge et celui de l’amplitude des muons atmosphériques sont établis pour chaque PM de la station. Ces histogrammes comprennent deux pics : le premier

correspond à la charge (ou son amplitude) déposée par des électrons de basse énergie ou des muons n'ayant traversé que partiellement la cuve tandis que le second est le pic de muons multidirectionnels attendu. La procédure de calibration consiste à déterminer la valeur en charge, Q_{VEM}^{peak} ou en amplitude I_{VEM}^{peak} ³, sur l'histogramme de ce second pic. Des études ont montré, grâce à l'utilisation de scintillateurs au-dessus et en dessous d'une cuve, que ces valeurs étaient directement reliées à celles du pic des muons verticaux. Sur la figure 2.2, à gauche, l'histogramme noir correspond à la distribution de la somme de la charge enregistrée par les trois PMS, et l'histogramme rouge à la charge mesurée pour des muons verticaux. Le même code couleur s'applique à la figure de droite montrant l'amplitude.

Les variations de température influant sur la réponse des PMS, la valeur du gain pour l'amplification du signal de la dynode est ajustée localement et en continu de sorte que I_{VEM}^{peak} corresponde à 50 coups ADC. Le seuil de déclenchement, détaillé en section 2.4.1, est par là-même continuellement ajusté. Enfin la valeur de Q_{VEM}^{peak} est estimée et permet la conversion de la trace en coups ADC en VEM. La mesure en VEM du signal observé par la cuve est ensuite utilisée pour toutes les analyses impliquant le réseau de surface : indirectement pour la reconstruction angulaire et directement pour la reconstruction du profil latéral de la gerbe.

Avant de se consacrer à l'analyse de la trace détaillée à la fin de ce chapitre, la suite s'intéresse à la description des autres détecteurs permettant la détection multi-hybride qui a donné ces lettres de noblesse à l'Observatoire Pierre Auger, en s'intéressant tout particulièrement aux télescopes de fluorescence.

2.2 Télescopes à fluorescence

L'atmosphère constitue pour le détecteur de fluorescence (appelé FD pour *Fluorescence Detector*), le milieu dans lequel le rayon cosmique perd son énergie afin de pouvoir être détecté. Contrairement aux expériences de physique des particules en accélérateurs, le calorimètre de l'observatoire est fluctuant dans le temps sur des échelles de quelques heures et nécessite donc, comme expliqué en section 2.2.2, une attention particulière.

L'interaction d'un rayon cosmique dans l'atmosphère engendre la production de millions de particules formant la gerbe atmosphérique. Durant leur traversée jusqu'au sol, les particules secondaires chargées engendrent des électrons d'ionisation qui à leur tour excitent les molécules de diazote qu'elles rencontrent. Le retour dans l'état fondamental de ces molécules s'accompagne alors de l'émission d'une lumière de fluorescence isotrope de longueur d'onde comprise entre 300 et 430 nm. Ce feu d'artifice invisible aux yeux des hommes peut être observé par l'un des télescopes répartis autour de l'observatoire (figure 2.3) pendant des nuits claires où la lumière de la Lune ne constitue pas un obstacle, réduisant ainsi le cycle de service de détection des télescopes à $\sim 13\%$.

2.2.1 Les instruments optiques

La détection de la fluorescence est assurée par quatre sites (Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados et Los Leones) de six télescopes. La figure 2.3, à droite, montre l'organisation des télescopes au sein d'un site de fluorescence. Chacun de ces sites couvre 180° en azimuth et regarde en direction du détecteur de surface. Ainsi chaque télescope possède un champ de vue de 30° en azimuth et 30° en élévation. Cette couverture en élévation permet la détection de gerbes atmosphériques à partir d'une dizaine de kilomètres d'altitude. Les photons UV de fluorescence atteignent le télescope à fluorescence via un diaphragme de 2.2 m de diamètre sur lequel est installé un anneau de correction optique augmentant l'ouverture effective du télescope et discriminant des photons sans lien avec le passage de la gerbe observée. Afin de réduire le rapport signal sur bruit, un filtre UV est placé en sortie du diaphragme (figure 2.4). Les photons traversant avec succès ce premier système optique sont ensuite focalisés par

³. Q_{VEM}^{peak} et I_{VEM}^{peak} sont estimés en continu par l'électronique de la station. Après le passage de particules d'une gerbe atmosphérique, un algorithme du *software* d'analyse calcule une valeur plus précise à l'aide d'une fonction polynomiale pour décrire le second pic.

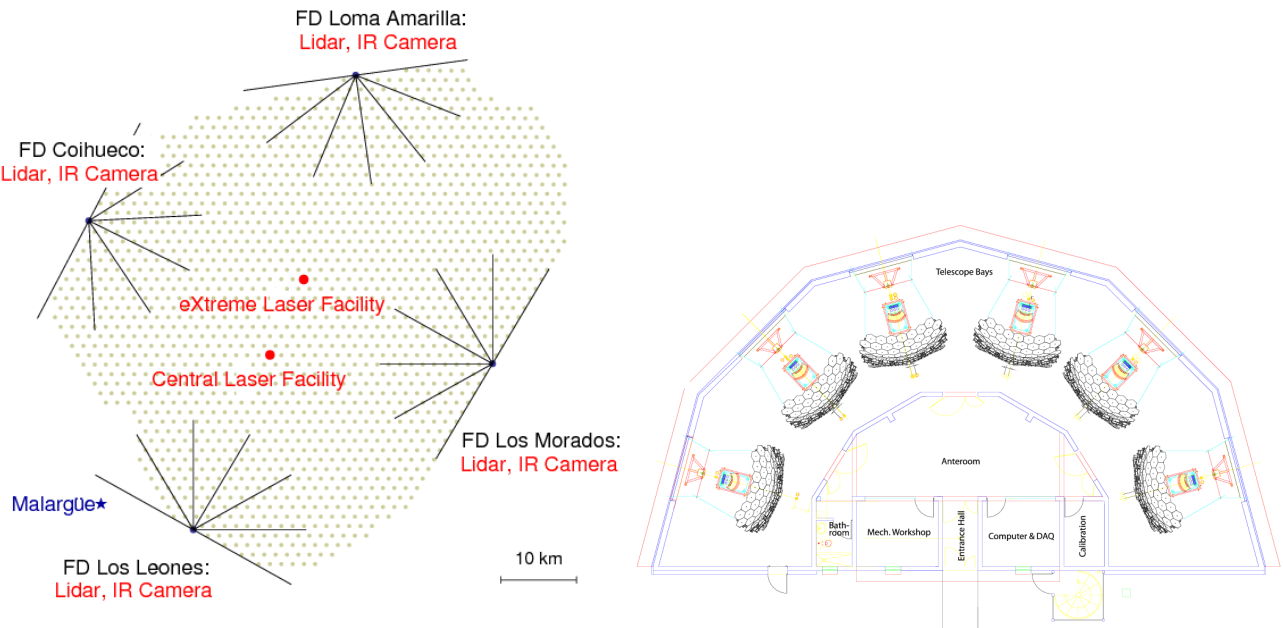


Figure 2.3 – Détecteur de fluorescence. A gauche, position des sites de fluorescence par rapport au détecteur de surface. Les annotations en rouge indiquent la position et la nature du dispositif de surveillance de l’atmosphère installé à cet emplacement. A droite, organisation des six télescopes au sein d’un site de fluorescence.

un miroir segmenté de $3.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m}$ vers une caméra constituée de 20×22 photomultiplicateurs hexagonaux (figure 2.4).

Au niveau du site de fluorescence de Coihueco, trois télescopes supplémentaires (lignes oranges sur la figure 2.3) ont été installés constituant ainsi HEAT (*High Elevation Auger Telescope*). Le champ de vue de ces télescopes est compris entre 30° et 60° en élévation, permettant l’observation de gerbes initiées plus haut en altitude abaissant le seuil en énergie du détecteur de fluorescence autour de 10^{17} eV.

2.2.2 Surveillance de l’atmosphère

L’une des difficultés rencontrées par l’observatoire, mais également par toute expérience utilisant l’atmosphère comme calorimètre, réside dans la supervision de ce dernier. Le choix d’un site de fluorescence dépendant en partie des conditions météorologiques qui y règnent, la Pampa Argentine a été sélectionnée pour sa faible couverture nuageuse (en plus d’une pollution lumineuse minimale). Le vent, le taux d’humidité, la pression de l’air, etc., influent sur la fluorescence et sa détection. Une surveillance constante est donc nécessaire afin de tenir compte dans l’interprétation des données, de l’atténuation des photons de fluorescence durant leur propagation. Cette atténuation est due à la diffusion des photons par les molécules de l’atmosphère (diffusion de Rayleigh) et aux aérosols (diffusion de Mie). La constitution de profils de densité de l’atmosphère, rassemblant les données de température et de pression en fonction de l’altitude, a commencé à l’aide du lancement de ballons permettant la création des premiers modèles météorologiques mensuels du site de l’observatoire. Aujourd’hui, durant les phases d’acquisition, cette surveillance est complétée par différents dispositifs assurant la mesure de la concentration en aérosols, la mesure des données de pression et température, etc., La mesure de la concentration en aérosols est ainsi effectuée par :

- stations lasers CLF (Central Laser Facility) and XLF (eXtreme Laser Facility) construites à proximité du centre du détecteur de surface. Ces deux stations effectuent des tirs lasers d’intensité contrôlée et de longueur d’onde de 355nm mesurant ainsi l’atténuation horizontale de la lumière par l’atmosphère.
- LIDAR (*LIght Detection And Ranging*) présent sur chacun des sites du FD : ce système de laser et télescope permet de mesurer la lumière rétro-diffusée par l’atmosphère. Cet appareillage

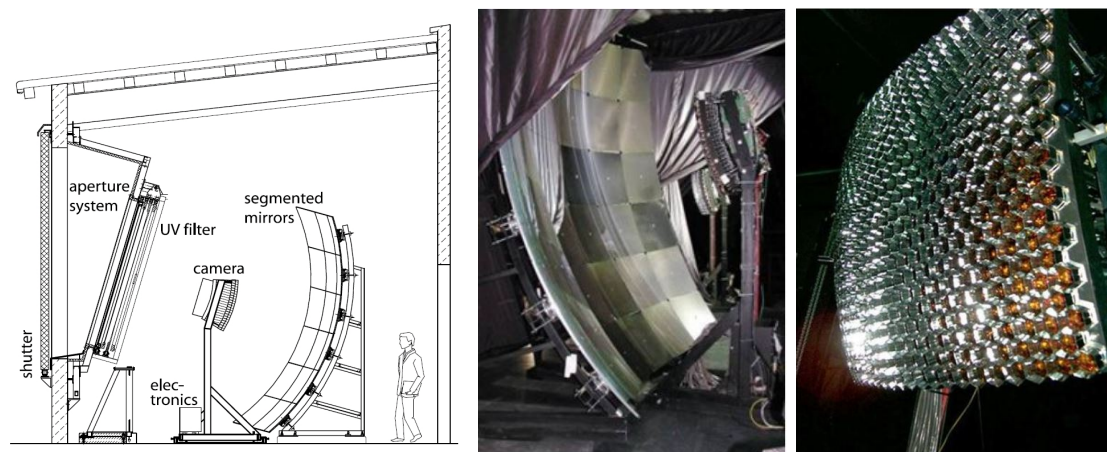


Figure 2.4 – Détecteur de fluorescence. A gauche, schéma du système optique d'un détecteur de fluorescence. Au centre, photographie du miroir segmenté et à droite, photographie des 20×22 PMs de la caméra du télescope.

présente également l'avantage de donner l'information sur la couverture nuageuse au moment de l'acquisition des données.

D'autres dispositifs sont également présents sur quelques sites pour compléter la mesure de la concentration en aérosols. Enfin une station météorologique, mesurant la pression de l'air, le taux d'humidité, la température et la vitesse du vent toutes les cinq minutes est présente sur chacun des sites de fluorescence. Une caméra infra-rouge pour la surveillance de la couverture nuageuse complète ce dispositif.

L'étalonnage du détecteur de fluorescence est effectué de manière absolue une à deux fois par an en plaçant une source lumineuse de 2.5 m de diamètre et d'intensité connue contre le diaphragme et de manière relative avant et après chaque phase d'acquisition à l'aide de sources (*pulses UV LED*) placées en différents points du système optique des installations de fluorescence. Le but étant de contrôler la réponse optique et électronique des détecteurs et de maintenir la précision de la détection de la quantité de lumière par chaque pixel de la caméra en dessous de 12%.

2.2.3 Acquisition des données

Lors de nuits claires et sans Lune, des groupes de physiciens se rendent en Argentine afin d'assurer et superviser les périodes d'acquisition de données avec le détecteur de fluorescence. Ces périodes d'acquisition offrent aux doctorants la possibilité d'être des acteurs directs de la prise de données et non de simples analystes. La lumière de fluorescence produite par le retour à leur état fondamental des molécules de l'atmosphère peut alors être détectée par un ou plusieurs des $24+3$ télescopes. Le signal alors observé par chaque PM de la caméra est échantillonné à une fréquence de 10 MHz. Avant l'enregistrement d'un événement, trois niveaux de déclenchement doivent être satisfaits [Pierre Auger Collaboration, 2001]. Le premier niveau, T1, requiert pour un pixel d'avoir un signal au-delà d'une valeur seuil variant d'un télescope à un autre et étant ajustée à chaque acquisition. Cette valeur est calculée de telle sorte que la fréquence de déclenchement du T1 soit comprise entre 100 et 200Hz.

Le second niveau nécessite d'avoir cinq pixels T1 dans une fenêtre en temps de $32 \mu\text{s}$, disposés selon l'une des 108 configurations géométriques acceptées, limitant ainsi le niveau de déclenchement T2 à une fréquence de 1 Hz, supprimant de nombreux événements fortuits. Sur la figure 2.5, à gauche est représentée la caméra d'un télescope. Le passage de la gerbe et les pixels T1 sont visibles à l'aide du code couleur. A noter que les couleurs indiquent le temps et non l'amplitude du signal. Les couleurs froides (violet, bleu) indiquent les premiers pixels à avoir satisfait le seuil du T1 tandis que les couleurs chaudes (rouge, orange) indiquent les derniers. Les tirs de lasers du système de surveillance de l'atmosphère vus par les télescopes sont ainsi facilement identifiables du fait qu'ils montent en altitude alors que la gerbe atmosphérique tombe vers le sol. La figure de droite montre le signal enregistré par les pixels de la caméra représentés avec un point noir.

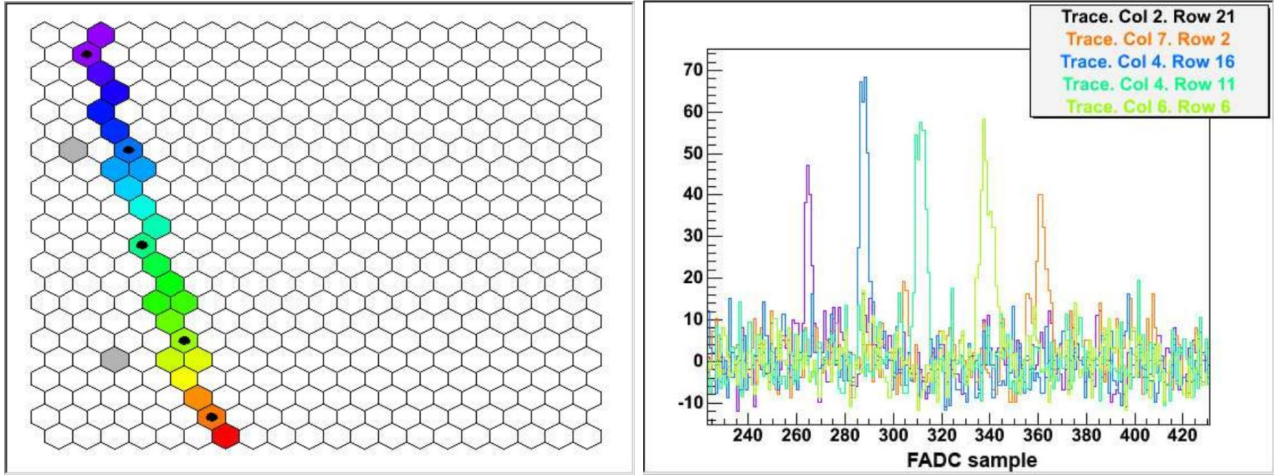


Figure 2.5 – Exemple du signal observé par un télescope de fluorescence. A gauche, vue de la caméra. En couleurs sont représentés les pixels (ou PMs) ayant déclenché le niveau T1. La couleur du pixel est liée au temps d’arrivée des photons UV produits lors du développement de la gerbe. A droite, signaux des pixels marqués par un point noir, échantillonné à 10MHz.

Le dernier niveau recherche dans une fenêtre temporelle de 400 ns à 10 μ s des coïncidences entre l’ensemble des télescopes de fluorescence [Schmidt et al., 2007]. A ce stade, la fréquence de déclenchement est de 0.02 Hz. Si ce niveau est déclenché, l’ensemble des données du FD est envoyée au *Central Data Acquisition System* (CDAS) qui par la suite cherchera des coïncidences temporelles avec le détecteur de surface permettant l’identification des événements hybrides, ayant satisfait les critères de déclenchement du FD et du SD (détaillés dans la section 2.4.1), essentiels pour les analyses à effectuer. Deux types d’événements hybrides sont à distinguer. Le premier correspond à un événement FD pendant lequel au moins une cuve a satisfait les conditions de déclenchement local. Parmi ces événements hybrides se trouvent des événements observés par le réseau de surface avec plus de trois cuves. Si la reconstruction par le SD de ces événements est possible, ces derniers sont appelés événements *Golden* (en or) et seront notamment utilisés pour la calibration en énergie du SD.

2.2.4 Reconstruction des événements

Le détecteur de fluorescence permet la mesure des trois observables d’intérêt que sont la direction d’arrivée, l’énergie et la composition (via la mesure du maximum de développement de la gerbe) des rayons cosmiques. Tout comme pour la reconstruction des événements du réseau de surface détaillée dans le prochain chapitre, la reconstruction des événements FD commence par la reconstruction géométrique nécessaire ensuite à celle en énergie.

Reconstruction des directions d’arrivée

Les photons UV atteignant l’un des sites de fluorescence sont recueillis par l’un des photomultiplicateurs de la caméra du télescope. A chaque pixel T1 est donc assigné un temps observé t_i^{obs} et une charge totale q_i comme la somme de tous les bins (temps τ_k , signal s_k) constituant la trace d’un PM (figure 2.5). Le temps reconstruit t_i du pixel i est donné en effectuant la moyenne pondérée par le signal des bins de la trace. A partir des signaux des pixels, il est possible d’estimer le plan de détection de la gerbe (*Shower Detector Plane*, SDP) et surtout son inclinaison θ_{SDP} par rapport à la normale au sol. Le schéma de la figure 2.6 illustre la géométrie de la gerbe et les notations utilisées pour la définir. L’angle θ_{SDP} est ainsi déterminé avec une précision de l’ordre de 0.35° . Cette précision a été étudiée en reconstruisant θ_{SDP} pour les tirs de lasers du CLF dont la direction est connue.

Dans le plan de détection de la gerbe, l’angle d’élévation par rapport au sol χ_i est associé au pixel i . L’angle χ_0 entre l’axe de la gerbe et le sol ainsi que le paramètre d’impact R_p équivalent à la plus petite distance entre le détecteur et l’axe de la gerbe lorsque le front de gerbe atteint le détecteur avec

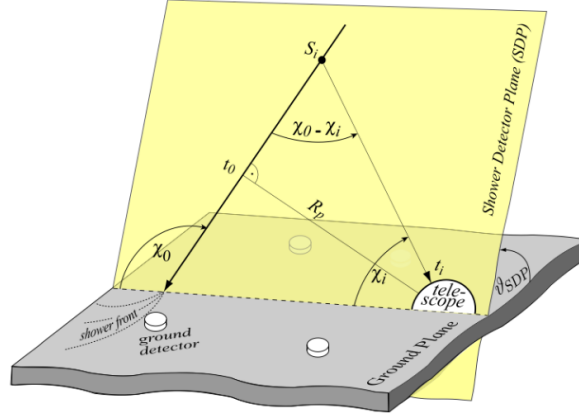


Figure 2.6 – Schéma de la géométrie d'une gerbe atmosphérique définie pour la reconstruction par le détecteur de fluorescence. Détails donnés dans le texte.

le temps T_0 , peuvent alors être reconstruits en ajustant l'équation

$$t_i^{obs} = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_i - \chi_0}{2}\right), \quad (2.1)$$

avec c la vitesse de la lumière. Cet ajustement est obtenu à l'aide de la minimisation du $\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{t_i - t_i^{obs}}{\sigma_i}\right)^2$ où N représente le nombre de pixels T1 et σ_i l'erreur sur le calcul de t_i . La reconstruction géométrique n'est réalisable (il faut y entendre : avec des incertitudes acceptables) qu'à la condition d'avoir plusieurs sites de télescopes, ce qui constitue les événements stéréo, trio ou quadri. La direction de la gerbe est simplement l'intersection des SDPs de chaque site de télescopes. La reconstruction mono n'est possible qu'en ajoutant au moins une information temporelle provenant du détecteur de surface, c'est-à-dire en construisant des événements hybrides (pas nécessairement en or) avec au moins une cuve du réseau de surface. Cette dernière reconstruction permet d'obtenir des résultats avec une incertitude de 50 m sur le paramètre d'impact et 0.5° sur l'angle χ_0 .

Reconstruction en énergie et indice de composition

La géométrie de la gerbe étant à présent connue, la lumière collectée par les pixels de la caméra est convertie, via l'utilisation des données de calibration acquises, en énergie déposée en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée. En considérant l'efficacité quantique du PM, Q , la surface du miroir A_{mirror} , la distance r du PM à la source de lumière, la longueur de diffusion de la lumière dans l'atmosphère r_e et le rendement de fluorescence ϵ_{eff} , le nombre total de photons collectés est relié à l'énergie déposée par la gerbe à la profondeur X par la relation

$$N_\gamma \propto \epsilon_{eff} A_{mirror} Q \frac{1}{r^2} \exp(-r/r_e) \left(\frac{dE}{dX}\right). \quad (2.2)$$

Les photons observés par un PM ne sont pas tous issus de la fluorescence. Certains proviennent également de la lumière Čerenkov produite dans l'air lors du passage de la gerbe. Ils doivent être soustrait de l'équation.

Le profil longitudinal de la gerbe atmosphérique est ensuite ajusté à l'aide de la fonction de Gaisser-Hillas $f_{GH}(X)$:

$$f_{GH}(X) = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0}\right)^{(X_{\max} - X_0)/\lambda} \exp\left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda}\right) \quad (2.3)$$

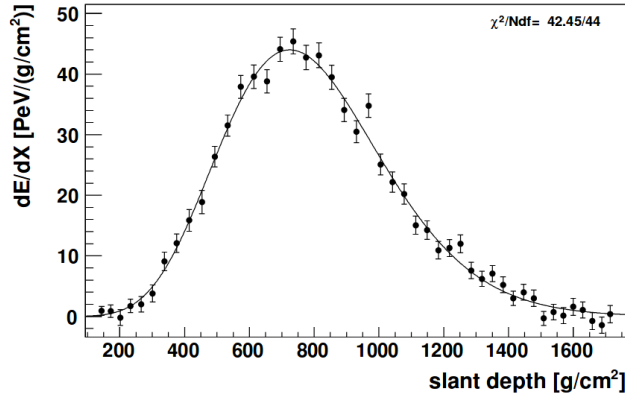


Figure 2.7 – Évolution de l'énergie déposée en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée, constituant ainsi le profil longitudinal de la gerbe sur lequel est ajusté le profil de Gaisser-Hillas selon l'équation 2.3 (ligne noire).

où X_0 (en g cm^{-2}) est un facteur de forme, λ est la longueur d'atténuation (de l'ordre de 60 - 70 g cm^{-2}) et X_{max} la profondeur atmosphérique du maximum de développement de la gerbe. La figure 2.7 présente un exemple de l'énergie déposée en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée et l'ajustement selon l'équation 2.3 qui lui est appliqué. L'intégrale de l'équation 2.3 définit l'énergie calorimétrique de la gerbe, c'est-à-dire l'énergie perdue par ses particules chargées dans l'atmosphère. Pour déterminer l'énergie totale de la gerbe et ainsi l'énergie du rayon cosmique qui l'a initiée, il est nécessaire d'ajouter à l'énergie précédente, l'énergie dite invisible, emportée par les neutrinos ou muons de très haute énergie traversant l'atmosphère et contribuant à environ 10% de l'énergie totale. En tenant compte de toutes les erreurs systématiques (incertitudes sur la reconstruction angulaire, efficacité de la fluorescence dépendante des conditions climatiques, etc.) intervenant dans le processus de reconstruction de l'énergie, la résolution en énergie du détecteur de fluorescence est de 14%.

A ce stade, il semble opportun de présenter les distributions en profondeur maximale X_{max} ainsi que les paramétrisations de l'efficacité et de la résolution du détecteur qui seront utilisées pour l'étude, combinée avec les données du spectre en énergie, sur la nature des rayons cosmiques et leur origine.

2.2.5 Distributions en X_{max}

Des simulations de développement de gerbes atmosphériques à l'aide des modèles d'interactions hadroniques, QGSJet, Epos ou Sibyll ont montré que la connaissance de la profondeur du maximum de son développement et de son énergie étaient directement reliée à la masse du primaire. La distribution en X_{max} des événements est le meilleur indicateur de la détermination de la masse des rayons cosmiques. Les conditions atmosphériques, les limites de détection du réseau de télescopes, etc., obligent d'appliquer une sélection sévère des événements enregistrés dans le but de s'assurer de la qualité des données qui vont ensuite être interprétées. La première condition requiert de ne sélectionner que les événements hybrides pour lesquels la position du cœur de la gerbe n'est pas à plus de 1500m de la station du SD qui a déclenché, ceci afin d'assurer une reconstruction angulaire correcte, tout en écartant les stations dont le signal détecté ne provient pas de la gerbe observée par le ou les télescopes.

Chacun des télescopes de l'observatoire couvre en élévation les angles entre 1.5° (les contraintes d'installation des télescopes ne permettant pas d'avoir une limite basse à 0°) et 30° . Pour les télescopes de HEAT, la même procédure est appliquée pour des angles compris entre 30° et 60° . Ces angles croisent les directions d'arrivée aux profondeurs X_{low} et X_{up} définissant ainsi le champ de vue en profondeur du télescope. L'événement n'est conservé qu'à la condition qu'après reconstruction, la valeur de X_{max} soit comprise dans cet intervalle. Cependant à une géométrie de gerbe donnée, la position de X_{max} varie en fonction de la masse du primaire. Ainsi la simple utilisation de cet intervalle biaise les distributions en X_{max} , et la valeur moyenne $\langle X_{\text{max}} \rangle$ ainsi obtenue n'est plus représentative de la composition des rayons cosmiques atteignant la Terre. Un autre intervalle $[X_{\text{low}}, X_{\text{up}}]$ remplace le simple intervalle

géométrique. Dans la littérature de l’observatoire, cet intervalle est appelé *fiducial field of view*. Ce dernier est à présent dépendant de l’énergie reconstruite et a été déterminé empiriquement en requérant que les variations de $\langle X_{max} \rangle$ soient en-deçà de 5 g/cm^2 .

La sélection porte ensuite sur les conditions atmosphériques et leur mesure. Dès lors que la mesure de ces conditions n’est pas complète, l’événement est rejeté. Après analyse des données du CLF et XLF ou des caméras infra-rouge, la présence de nuages dans le champ de vue géométrique du télescope ou à une profondeur supérieure à 400 g/cm^2 du champ de vue corrigé conduit également au rejet de l’événement.

Afin d’être dans la gamme en énergie du réseau de fluorescence, seuls les événements avec une énergie supérieure à $\log_{10}(E/\text{eV}) > 17.8$ (17.2 pour HEAT) sont conservés. L’ajustement du profil de Gaisser-Hillas (équation 2.3) est lié à la reconstruction géométrique effectuée au préalable, l’imprécision de cette reconstruction impactant directement les résultats de l’ajustement. Si, après la propagation des incertitudes provenant de la reconstruction géométrique, l’incertitude sur la valeur de X_{max} est supérieure à 40 g/cm^2 , l’événement est rejeté. La minimisation de l’équation 2.3 se fait en considérant un χ^2 . En considérant la distribution des $z = (\chi^2 - \text{ddl})/\sqrt{2 \text{ddl}}$ ($\text{ddl} = \text{degré de liberté}$), supposée normale centrée réduite, les événements à plus de 2.2σ de la moyenne de z sont supprimés.

Une autre source importante d’imprécision sur l’ajustement provient de l’émission de photons Čerenkov dans l’air dont la longueur d’onde permet également leur détection par les télescopes. Plus une gerbe se développe près du télescope qui la détecte, plus la contamination Čerenkov est importante. Pour chaque pixel de la caméra ayant déclenché, un angle α est défini entre la ligne de visée dudit pixel et la trajectoire de la gerbe. Si le minimum des angles α est inférieur à 20° , l’événement n’est pas sélectionné.

Les dernières coupures à appliquer concernent la trace observée par les détecteurs. Ainsi ne sont conservés que les événements pour lesquels la trace ne présente pas une longueur de trous (due à la saturation d’un pixel ou simplement à son non déclenchement) supérieure à 20% de la longueur de la trace, celle-ci devant être supérieure à 300 g/cm^2 .

L’ensemble de ces sélections permet de s’assurer de la qualité de la reconstruction des événements FD. Finalement, cette procédure permet de ne sélectionner que 19759 événements pour les données publiées lors de la conférence ICRC 2015 (*International Cosmic Rays Conference*) et 25862 événements (ainsi que 16778 événements provenant de l’extension des détecteurs de fluorescence HEAT) pour les données de l’ICRC 2017, ce qui représente moins de 1% des événements enregistrés par le détecteur de fluorescence. Sur la figure 2.8, les distributions de X_{max} publiées pour les ICRC 2015 (noire) et 2017 (rouge) sont représentées et les distributions publiées en 2017 pour les événements de HEAT sur la figure 2.9 et seront utilisées dans le chapitre 5.

2.2.6 Résolution et acceptance en X_{max} du détecteur de fluorescence

La connaissance du détecteur est une des clés permettant d’interpréter les données enregistrées. De ce fait il est important de déterminer l’efficacité de détection (ou acceptance) en X_{max} ainsi que la résolution qui lui est associée. Ce paragraphe se propose ainsi d’introduire ces deux notions dont la description complète est exposée dans [Pierre Auger Collaboration, 2014b].

Acceptance

L’acceptance du détecteur représente la probabilité de ce dernier à voir et comprendre qu’il a vu une gerbe atmosphérique. Le champ de vue des télescopes permet d’observer des gerbes atmosphériques d’énergie de quelques dixièmes d’EeV. Typiquement cela représente des maxima de développement, X_{max} , compris entre 600 et 900 g cm^{-2} avec des variations en fonction de l’énergie du primaire. L’efficacité de détection a été calculée à l’aide de simulations de gerbes atmosphériques comme étant le rapport entre le nombre de gerbes sélectionnées et le nombre de gerbes engendrées. Une paramétrisation

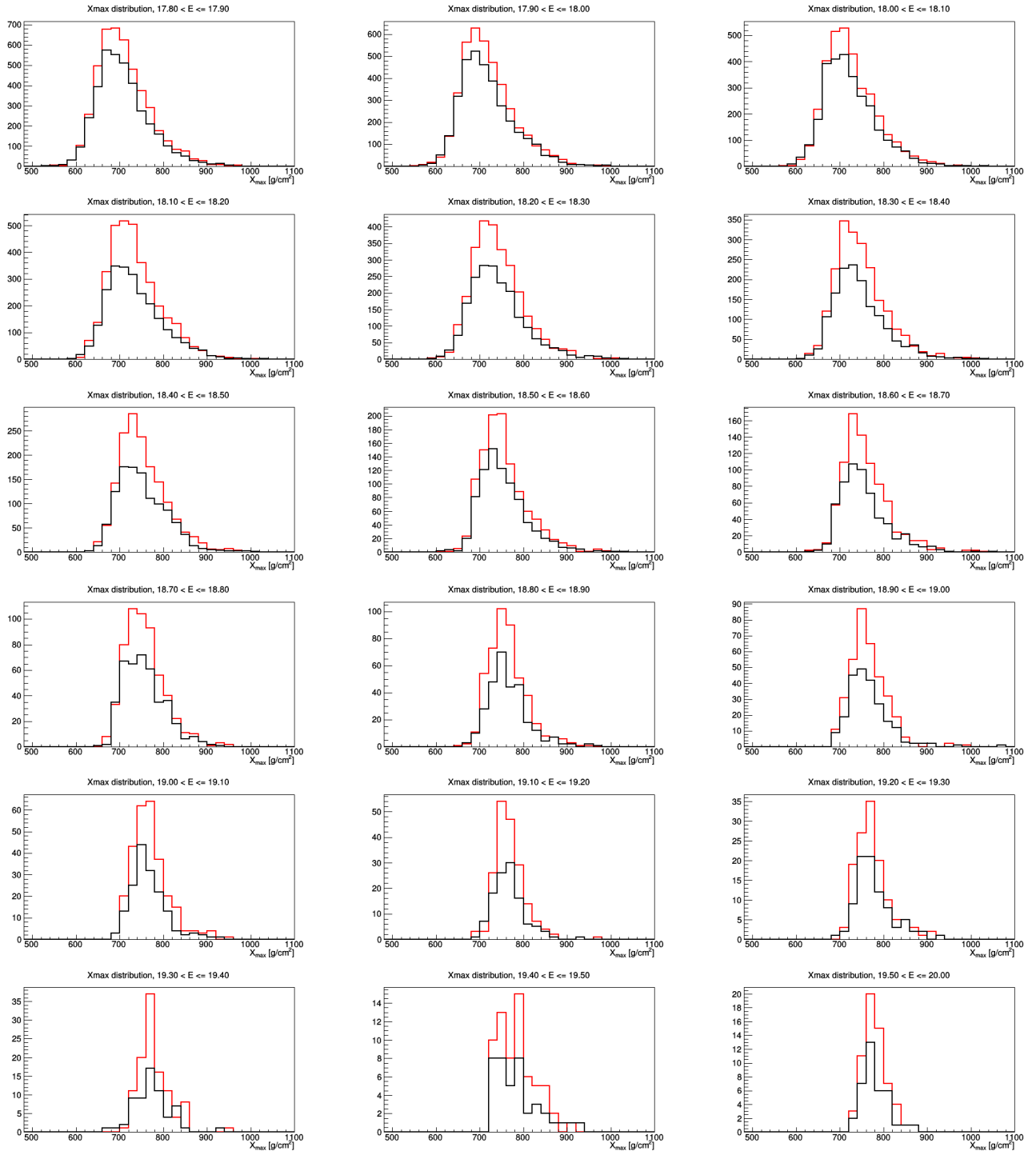


Figure 2.8 – Distributions en X_{\max} pour différents intervalles en énergie. Les événements sélectionnés sont ceux publiés pour les ICRC 2015 (en noir) et 2017 (en rouge).

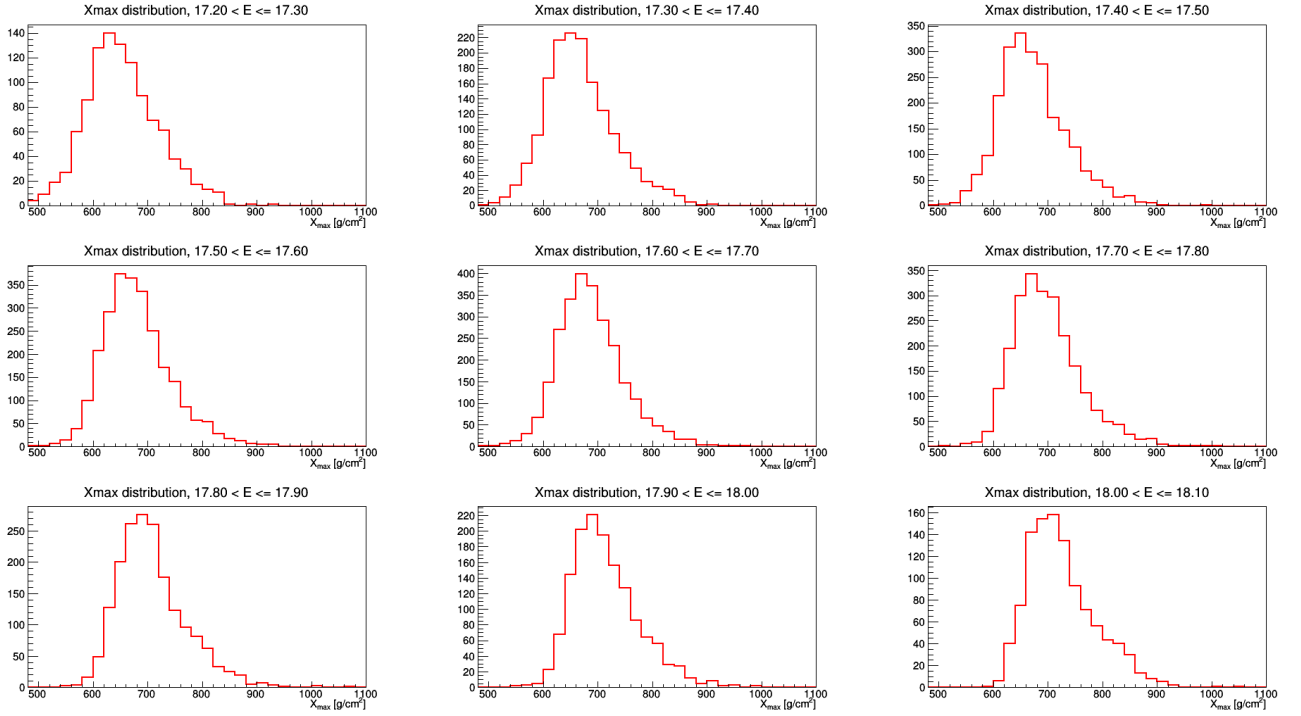


Figure 2.9 – Distributions en X_{\max} des événements observés par HEAT pour différents intervalles en énergie (ICRC 2017).

a été formulée à l'aide d'une fonction définie sur trois intervalles :

$$\text{Acc}(E, X_{\max}) = \begin{cases} \exp\left(\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda_1}\right) & X_{\max} \leq X_1, \\ 1 & X_1 < X_{\max} \leq X_2, \\ \exp\left(-\frac{X_{\max} - X_2}{\lambda_2}\right) & X_{\max} > X_2 \end{cases} \quad (2.4)$$

La dépendance en énergie de cette paramétrisation est portée par les paramètres X_1 , X_2 , λ_1 , λ_2 comme suit :

$$\begin{aligned} X_1(E) &= (595 \pm 10) + (50 \pm 29) \log_{10}(E/\text{EeV}) + (-61 \pm 2) \log_{10}^2(E/\text{EeV}) \\ X_2(E) &= (884 \pm 8) + (18 \pm 1) \log_{10}(E/\text{EeV}) \\ \lambda_1(E) &= (146 \pm 18) + (247 \pm 14) \log_{10}(E/\text{EeV}) + (-17 \pm 40) \log_{10}^2(E/\text{EeV}) \\ \lambda_2(E) &= (104 \pm 7) + (61 \pm 1) \log_{10}(E/\text{EeV}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Résolution

La contribution principale à la résolution du détecteur de fluorescence en X_{\max} provient des performances de ce dernier dans la collecte des photons Čerenkov, associées aux incertitudes de la reconstruction angulaire et de la conversion de l'altitude de production des particules secondaires en profondeur d'atmosphère, aux erreurs liées à l'alignement des télescopes, etc. L'ensemble de ces incertitudes a été évalué à l'aide de simulations de gerbes et prédisent une résolution d'environ 25 g cm^{-2} autour de 10^{18} eV diminuant jusqu'à 12 g cm^{-2} aux plus hautes énergies.

Les autres sources d'incertitudes proviennent de la mesure de la concentration en aérosols et de la non-uniformité des couches d'aérosols au-dessus de l'observatoire, dont la contribution s'élève à $5\text{-}6 \text{ g cm}^{-2}$. L'incertitude sur la mesure du profil de densité de l'atmosphère en fonction de l'altitude (du sol jusqu'à environ 26 km d'altitude) au-dessus de l'observatoire, nécessaire entre autre chose à la

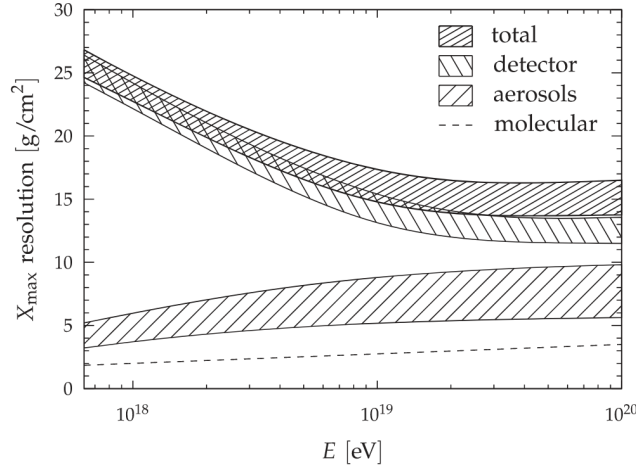


Figure 2.10 – Résolution en X_{\max} en fonction de l'énergie avec les contributions venant des incertitudes du détecteur et de la reconstruction, et des mesures en aérosols et des profils de densité de l'atmosphère.

conversion en profondeur, est de l'ordre de 2-3 g cm^{-2} .

Toutes ces incertitudes et leur dépendance en fonction de l'énergie du primaire sont représentées sur la figure 2.10. La paramétrisation de la résolution totale en fonction de l'énergie est ajustée à l'aide d'un polynôme du second degré, $\text{Res}(E) = a + b(\log E - c)^2$. Des simulations ont également montré que cette résolution peut être paramétrée comme la somme de deux gaussiennes :

$$\text{Res}(E, X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max}) = fG(\sigma_1) + (1 - f)G(\sigma_2), \quad (2.6)$$

où $G(\sigma)$ désigne une fonction gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type σ . En calculant $\text{Res}(E) = \sqrt{f\sigma_1^2 + (1 - f)\sigma_2^2}$, il est possible de retrouver la paramétrisation de la résolution en fonction de l'énergie précédemment indiquée. Le tableau 2.1 présente pour chaque bin en énergie du réseau standard de fluorescence les valeurs des coefficients de l'équation 2.6.

Le détecteur de la fluorescence émise par les molécules de l'atmosphère permet la construction des distributions en X_{\max} qui constituent, à l'heure actuelle, le meilleur estimateur de la masse des rayons cosmiques. Les caractéristiques de ce détecteur sont aujourd'hui connues et maîtrisées, permettant à la collaboration Pierre Auger une interprétation fiable des données des télescopes à fluorescence.

2.3 Détection radio et mesure de la composante muonique

Les précédents paragraphes ont présenté les premiers et principaux détecteurs de l'Observatoire Pierre Auger. Néanmoins d'autres techniques de détection des gerbes atmosphériques sont en cours d'utilisation ou de déploiement aujourd'hui.

2.3.1 Radio-détection

La composante électromagnétique des gerbes atmosphériques est constituée de plusieurs millions voire milliards d'électrons et positrons. Leur charge opposée couplée au champ magnétique terrestre et l'annihilation des positrons dans l'atmosphère créent une séparation des charges, ainsi qu'un excès d'électrons dans la gerbe. Ces deux effets permettent l'émission lors du développement de la gerbe atmosphérique d'une onde radio cohérente détectable entre 30 et 80 MHz. Au sein du réseau *Infill* et formant l'*Auger Engineering Radio Array* (AERA) [Pierre Auger Collaboration, 2016a], 159 antennes radios sont déployées couvrant une aire totale de 20 km^2 et captent l'émission radio des gerbes atmosphériques d'énergie supérieure à 0.1 EeV de manière indépendante ou couplée aux événements observés par le SD, FD ou AMIGA (compteurs de muons détaillés dans le paragraphe suivant).

$\log(E/eV)$	σ_1	σ_2	f
[17.8, 17.9)	17.5 ± 0.7	33.7 ± 1.4	0.62
[17.9, 18.0)	16.7 ± 0.7	32.9 ± 1.4	0.63
[18.0, 18.1)	15.9 ± 0.7	31.9 ± 1.4	0.63
[18.1, 18.2)	15.1 ± 0.7	31.0 ± 1.4	0.64
[18.2, 18.3)	14.4 ± 0.7	30.0 ± 1.4	0.65
[18.3, 18.4)	13.8 ± 0.7	29.1 ± 1.5	0.66
[18.4, 18.5)	13.3 ± 0.7	28.1 ± 1.6	0.67
[18.5, 18.6)	12.8 ± 0.8	27.1 ± 1.6	0.68
[18.6, 18.7)	12.3 ± 0.8	26.3 ± 1.7	0.69
[18.7, 18.8)	12.0 ± 0.8	25.4 ± 1.8	0.70
[18.8, 18.9)	11.7 ± 0.9	24.7 ± 1.9	0.70
[18.9, 19.0)	11.5 ± 0.9	24.1 ± 1.9	0.71
[19.0, 19.1)	11.3 ± 0.9	23.6 ± 1.9	0.72
[19.1, 19.2)	11.2 ± 0.9	23.3 ± 2.0	0.73
[19.2, 19.3)	11.1 ± 0.9	23.1 ± 2.0	0.74
[19.3, 19.4)	11.1 ± 1.0	23.1 ± 2.0	0.75
[19.4, 19.5)	11.1 ± 1.0	23.2 ± 2.0	0.76
[19.5, 20.0)	11.2 ± 1.0	23.7 ± 2.1	0.77

Table 2.1 – Paramètres de l’équation 2.6 en fonction de l’énergie.

2.3.2 Comptage souterrain des muons

Le dernier type de détecteur dont l’observatoire est équipé s’intéresse à la composante muonique de la gerbe. Les muons sont produits dans les premières phases du développement de la gerbe et ne subissent ensuite que très peu d’interactions jusqu’à leur arrivée au sol. Ils constituent une signature du primaire qui a initié la gerbe. Actuellement les détecteurs du réseau de surface permettent la détection des muons suffisamment loin du cœur de la gerbe ou pour des gerbes atmosphériques engendrées par un primaire avec une direction très inclinée par rapport à la normale de l’observatoire. Dans ces deux cas la composante électromagnétique est absorbée par l’atmosphère, laissant place libre aux muons. Puisqu’il est nécessaire que les électrons/positrons de la gerbe soient absorbés, sept scintillateurs plastiques segmentés parcourus de fibres optiques et agencés en hexagone ont été enterrés à 2.5 mètres de profondeurs et constituent les compteurs muons de *Auger Muons and Infill for the Ground Array* (AMIGA) [Pierre Auger Collaboration, 2016b]. Le nombre d’événements enregistrés par ce détecteur permet aujourd’hui de procéder à des analyses multi-hybrides en combinant ces données à celles du réseau de surface ou du détecteur radio.

2.3.3 Mesure du signal muonique en surface

L’installation des compteurs de muons d’AMIGA demande une main d’œuvre et des moyens importants, ce qui limite la surface de détection qu’il peut atteindre, ainsi seulement un hexagone est installé actuellement. Afin de mesurer la composante muonique de chaque gerbe détectée, une amélioration du détecteur de surface est actuellement en cours de déploiement et consiste en l’ajout d’environ 2 m² de scintillateurs plastiques au sommet de chaque cuve, couvrant ainsi 40% du sommet, de telle sorte que les composantes électromagnétique et muonique produisent un signal différent dans les scintillateurs et dans l’eau de la cuve. La combinaison des signaux de ces deux détecteurs permet alors de séparer dans une certaine mesure les deux composantes de la gerbe. A terme il sera possible d’avoir une information sur la composition de chaque rayon cosmique initiant une gerbe observable, là où actuellement seul le détecteur de fluorescence permet une estimation directe de celle-ci. Cette optimisation du détecteur de surface à la séparation des composantes muonique et électromagnétique de la gerbe atmosphérique constitue une amélioration majeure des stations depuis leur déploiement et requiert aujourd’hui de nombreux efforts pour sa mise en œuvre. Dans la suite, nous aurons l’occasion

de revenir sur cette évolution et les résultats qu'elle permettra d'atteindre. Les méthodes de détection et performances associées à l'ajout des scintillateurs au sommet des cuves sont détaillées dans [Pierre Auger Collaboration, 2016c].

2.4 Acquisition et traitement du signal du réseau de surface

Le travail effectué durant ces trois dernières années s'appuie essentiellement sur les données enregistrées par les détecteurs du réseau de surface. La suite de ce chapitre s'intéresse donc à expliquer toute la procédure d'acquisition des données de ces détecteurs et aux algorithmes d'analyse développés afin d'en extraire le signal d'intérêt. L'Observatoire Pierre Auger couvre aujourd'hui une gamme en énergie s'étalant de quelques dixièmes à quelques centaines d'EeV. Ainsi des dizaines de milliers d'événements sont détectés chaque jour et enregistrés par le CDAS après lecture par le système de déclenchement à deux niveaux du réseau de surface afin de ne sélectionner que les événements d'intérêt pour les analyses et d'éviter la saturation du réseau de communication utilisé par tous les détecteurs de l'observatoire.

2.4.1 Système de déclenchement

Le premier niveau de déclenchement du réseau de surface, dit *Local Trigger*, analyse directement le signal détecté par une station du réseau tandis que le second, dit *Central Trigger*, analyse la configuration spatiale et temporelle d'un possible événement. Chacun de ces deux niveaux est lui-même subdivisé en plusieurs étapes.

Niveau local de déclenchement

En ce qui concerne le niveau local de déclenchement, qui voit un bruit de fond de 3 kHz constitué par des particules provenant par exemple de gerbes atmosphériques de plus basse énergie et notamment de muons, la première étape, ou niveau T1, consiste en une lecture de la trace en VEM⁴. Il peut-être déclenché en satisfaisant l'une des quatre conditions suivantes :

Threshold 1, Th1, est un seuil de déclenchement simple requérant que l'ensemble des PMs actifs⁵ de la cuve ait un signal supérieur à 1.75 VEM. Ce simple seuil permet de réduire la fréquence des événements à seulement 100 Hz. Très utile pour la détection de signaux couvrant quelques bins seulement, nous verrons dans le chapitre suivant leur implication dans quelques pathologies de reconstruction.

Time Over Threshold, ToT, est un seuil de déclenchement imposant d'avoir, si les trois PMs sont actifs, au moins deux PMs enregistrant un signal constitué d'au moins treize bins dépassant le seuil de 0.2 VEM dans une fenêtre en temps de 3 μ s (soit 120 bins). Ce *trigger* permet d'enregistrer de faibles signaux étalés sur la trace qui constitue la majorité des signaux détectés issus d'une gerbe initiée par un RCUHE, faisant de cette condition, la principale condition de déclenchement d'une cuve. Le taux de stations satisfaisant cette condition est de 1.6 Hz.

Les deux conditions suivantes ont été implémentées en 2012 afin d'abaisser le seuil de détection en énergie du réseau de surface standard via la détection de signaux plus faibles.

Time Over Threshold deconvoluted, ToTd, semblable au ToT, ce niveau de déclenchement analyse la trace déconvoluée [Billoir, 2009]. Un simple abaissement du seuil de détection du ToT ou de son nombre de bins ne permettrait pas une détection efficace de signaux larges et faibles puisqu'alors muon possédant une énergie suffisante serait capable de satisfaire la condition ToT. La suppression de la queue exponentielle par une déconvolution du signal permet de s'affranchir de ce problème. La condition est alors satisfaite si au moins deux PMs enregistrent un signal

4. A ce stade, le VEM a été calibré en ligne selon la procédure décrite dans le paragraphe 2.1.2

5. Comme toute expérience de cette envergure (en terme de nombre de détecteurs ou de déploiement spatial), la maintenance des détecteurs (de la mécanique à l'électronique) demande un travail et des moyens importants qui ne peuvent régler tous les problèmes qui surviennent. Ainsi une cuve peut disposer de seulement un ou deux PMs pour la détection jusqu'à sa maintenance.

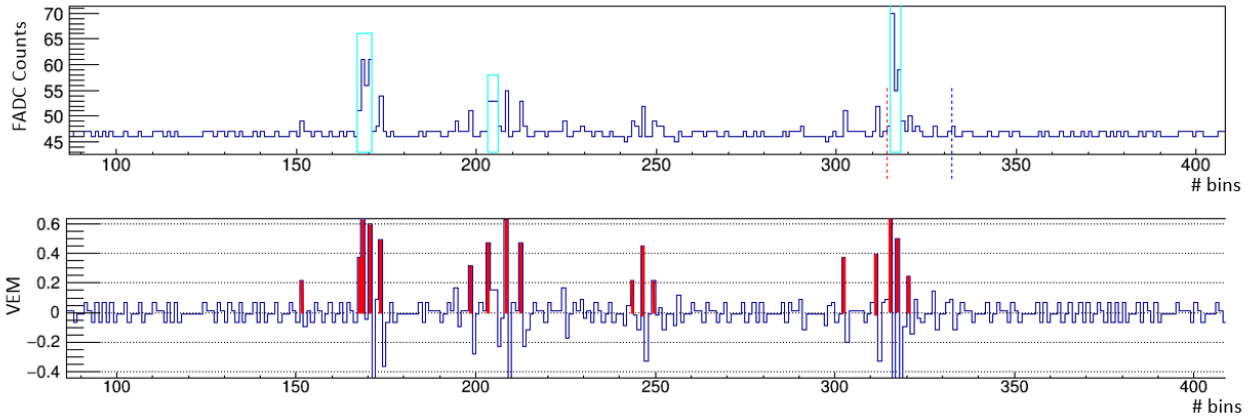


Figure 2.11 – Exemple de station ayant déclenchée la condition ToTd. En haut, trace en coups ADC et en bas, la même trace déconvoluée et convertie en VEM. Les bins rouges représentent les bins dépassant la valeur seuil de 0.2 VEM. Les cadres bleus indiquent les pièces de signal sélectionnées par l’algorithme et les lignes pointillées rouge et bleue représentent le début et la fin de la fenêtre d’intégration du signal.

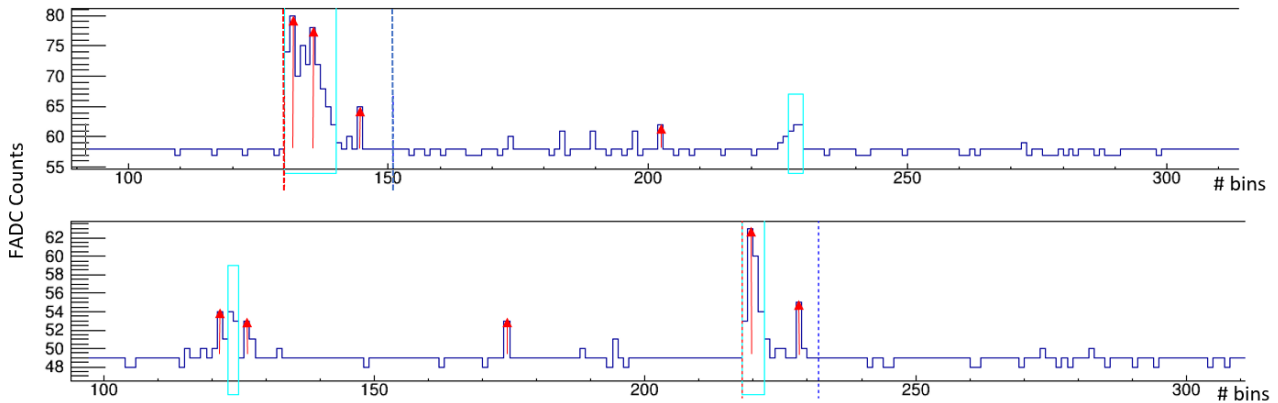


Figure 2.12 – Exemples de stations déclenchées après avoir satisfait la condition MoPS. Les flèches rouges indiquent la position des marches positives sur les traces en coups ADC. Les cadres bleus indiquent les pièces de signal sélectionnées par l’algorithme et les lignes pointillées rouge et bleue représentent le début et la fin de la fenêtre d’intégration du signal.

avec plus de dix bins dépassant le seuil de 0.2 VEM dans une fenêtre en temps de $3 \mu\text{s}$ également (figure 2.11).

Multiple of Positive Steps, MoPS, analyse la trace en coups ADC (contrairement aux autres critères de déclenchement) et requiert qu’une station possède au moins deux PMs avec une trace comprenant au moins quatre *Positive Steps* dans une fenêtre en temps de $3 \mu\text{s}$ [Billoir, 2011b]. Ces marches positives sont définies comme la différence entre deux bins consécutifs et sont comptabilisées si elles sont comprises entre quatre et trente coups ADC (figure 2.12).

La seconde étape du niveau local, est le T2 pour *Threshold 2* et correspond soit à un ToT, soit à un Th1 dont la valeur de seuil a été augmentée à 3.2 VEM. Le but de cette condition est simplement de réduire le taux de déclenchement du Th1 à 20Hz. Les critères de déclenchement ToT, ToTd ou MoPS assure par leur définition la qualité des signaux. C’est pourquoi toutes les stations ToT, ToTd ou MoPS passent le T2.

Niveau central de déclenchement

Le CDAS reçoit en permanence les informations de chaque cuve sur le réseau. Après qu’une cuve a passé la condition T2, le système central cherche toutes coïncidences temporelles dans une fenêtres

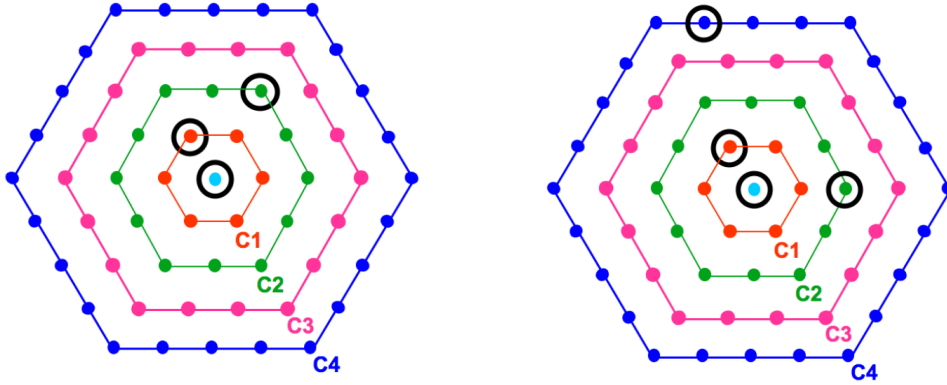


Figure 2.13 – Exemples de configurations satisfaisant l’une des conditions du niveau de déclenchement T3.

de $60 \mu\text{s}$ et demande qu’une certaine configuration spatiale soit satisfaite. Ce critère de déclenchement est appelé T3 [Ghia, 2004]. Le réseau de surface est constitué d’hexagones, de telle sorte qu’autour d’une station il est possible de définir une première couronne de six stations distantes de 1500 m (ou 750 m), aux sommets d’un hexagone, puis une seconde couronne de douze stations distantes de 3000 m (ou 1500 m) et ainsi de suite. Ainsi la première configuration autorisée consiste en une configuration compacte de trois cuves ToT, ToTd ou MoPS, alignées ou formant un triangle, autrement dit d’avoir autour d’une station deux autres dans la première couronne. Le second critère est plus permissif et considère toutes les cuves ayant franchi le T2 à la seule condition d’avoir autour d’une cuve, trois autres dont au moins une dans la première couronne. Dès lors qu’une configuration T3 a pu être trouvée, toutes les stations T1 compatibles en temps avec la vitesse de la lumière sont ajoutées à l’événement. Deux exemples illustrent cette seconde configuration sur la figure 2.13.

Dans le cadre de la reconstruction des événements verticaux (angle zénithal θ inférieur à 60°) deux autres critères de sélection sont appliqués. Le premier, niveau T4, permet de sélectionner des configurations physiques, ainsi la configuration de trois cuves ToT (ou ToTd/MoPS) alignées du niveau T3 est rejetée. Il est également possible de satisfaire ce niveau en considérant quatre stations ToT ou Th1, dont l’une voit les trois autres dans sa première couronne. Le cinquième et dernier niveau de déclenchement, T5, a été implémenté afin d’assurer une reconstruction correcte des événements. Ce critère demande que la station centrale de l’événement, c’est-à-dire la station avec le plus fort signal, ait l’ensemble de ses stations voisines actives, sans qu’elles aient besoin de contribuer à l’événement. Ce dernier critère permet d’éviter des reconstructions incomplètes en bordure du réseau ou en présence de *black tanks*, c’est-à-dire des stations non opérationnelles au moment de la détection. Le manque d’informations pour les événements aux bords peut conduire à des reconstructions en angles et en énergie erronées. Néanmoins il a été élargi pour certaines études permettant ainsi d’inclure des événements qui n’ont que cinq (5T5) ou quatre (4T5) voisines actives à condition que l’énergie soit suffisante.

Une fois ces cinq niveaux de déclenchement franchis, les événements sont stockés, n’attendant plus qu’à être analysés.

2.4.2 Contrôle de la qualité du signal d’un photomultiplicateur

La reconstruction angulaire ou en énergie analyse directement les données enregistrées par les photomultiplicateurs des stations. Un mauvais fonctionnement d’un PM conduit à une estimation incorrecte de son signal. Dans le cas d’événements où seulement trois, quatre ou cinq cuves ont passé les seuils de déclenchement, cet effet peut avoir des conséquences désastreuses et fausser complètement l’interprétation de ces événements alors qu’il est atténué dans des événements de plus grande multiplicité. Cependant si la station concernée par un PM défectueux se trouve à une distance proche du cœur de la gerbe, observant ainsi un important nombre de particules, le même effet peut être observé. Deux

événements possédant une énergie reconstruite supérieure à 54 EeV ont ainsi montré une variation non négligeable de l'énergie ($> 6\%$). Pour palier à ces problèmes l'observatoire a développé des critères de sélection basés sur les propriétés des PMs. Sur une journée, si un PM présente une dispersion de la valeur de sa ligne de base électronique sur l'anode ou la dynode, ou bien une moyenne du rapport des deux lignes de bases anormales, la voie du PM concernée (ou le PM entier) peut être retirée des analyses futures jusqu'à sa réparation. Pour chaque événement, les lignes de bases électroniques à l'instant de l'observation ainsi que la valeur de Q_{VEM}^{peak} sont analysées avant chaque reconstruction pour achever cette première sélection. Les détails de ces critères et leur effet sur les données de l'observatoire sont présentés dans les références [Ghia and Lhenry-Yvon, 2008], [Caccianiga, 2015], [Lhenry-Yvon, 2018].

2.4.3 La ligne de base : point de départ de l'extraction du signal

Le système de déclenchement de l'observatoire permet de s'affranchir de nombreux événements de bruit de fond (provenant par exemple de gerbes de très basses énergies). Un travail sur la trace est ensuite nécessaire afin d'en extraire le signal d'intérêt tout en prenant en compte d'éventuelles contaminations. L'une des forces de la collaboration Auger est de disposer de deux codes d'analyse des événements : le code historique, l'*Herald* et le code, aujourd'hui considéré comme le code officiel, l'Offline, permettant ainsi de nombreuses vérifications. Bien que développé depuis l'*Herald*, l'Offline présente parfois des points différents. Certains points de différence semblant d'intérêt seront soulignés et feront l'objet de comparaisons.

Procédure actuelle pour définir la ligne de base

La première opération de traitement d'une trace est l'estimation de sa ligne de base. Du fait de la réponse de l'électronique au bruit ambiant, les valeurs en coups ADC des bins ne sont jamais nulles. Ainsi avant de songer à calculer le signal total contenu dans une trace, il est nécessaire de définir la limite basse de la trace. Une mauvaise estimation de la ligne de base impactera nécessairement la valeur du signal à extraire. Ainsi une surestimation de la ligne de base conduira à une sous-estimation du signal et une sous-estimation de celle-ci impliquera une surestimation du signal. Dans les deux cas la reconstruction des événements est impactée de manière négative. La valeur de la ligne de base est fluctuante et doit être déterminée pour les deux voies de chaque PM pour chaque événement, sur les 760 bins de 25 ns constituant la trace. Après avoir reçu un signal de forte amplitude, la ligne de base du PM ne retourne pas nécessairement à sa valeur initiale mais à une valeur inférieure (phénomène appelé *Undershoot*) et ceci est d'autant plus vrai que le signal reçu est important. Ainsi l'algorithme utilisé doit lire toute la trace et ne peut se contenter des premiers bins. Tout commence donc par une première lecture de la trace recherchant des segments plats, c'est-à-dire avec une variation en coups ADC ne dépassant pas une valeur σ_{base} initialement définie à 2 coups ADC. Si au moins un segment de quarante bins consécutifs est trouvé l'algorithme s'arrête, considérant avoir bien fait son travail et enregistre les différents segments.

Dans le cas de ligne de base bruitée, il n'est pas possible de déterminer de tels segments lors de la première lecture. Dans cette situation l'algorithme recommence alors la lecture de la trace en incrémentant de 1 coup ADC la valeur de σ_{base} jusqu'à finalement obtenir au moins un segment. Sur la figure 2.14, un exemple de calcul de la ligne de base a été effectué et trois segments ont été trouvés (contours verts). A ce stade, pour chacun des segments i délimités, la valeur moyenne $\mu_{base,i}$, qui définit la ligne de base pour ce segment et sa dispersion sont calculées.

Dès qu'un bin a une valeur en coups ADC supérieure à 1020 (saturation du PM) l'algorithme recherche, à partir de la position du bin saturé, des segments plats d'au moins dix bins. Les signaux saturés présentent dans certains cas une décroissance lente et pouvant s'étendre sur tout le reste de la trace (sans compter que dans certains cas, un phénomène d'*afterpulse* ajoute un signal parasite à la trace). Dans ces cas-là, la recherche de pièces plates de quarante bins avec une valeur σ_{base} raisonnable n'est plus possible, d'où le besoin de réduire la longueur des pièces recherchées. Cependant, il reste des cas où l'algorithme n'arrive pas à contraindre la ligne de base en fin de trace, ce qui conduit à une mauvaise estimation du signal de la station et à une perte de signal.

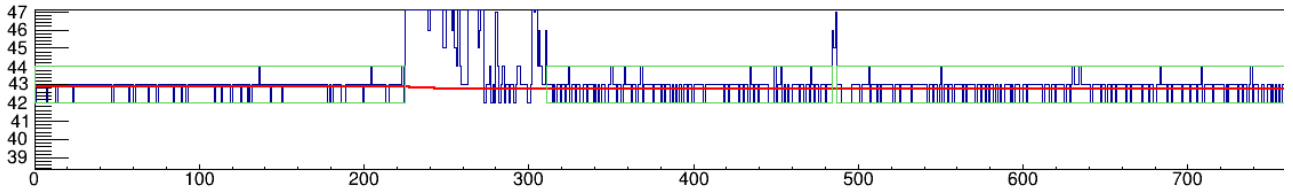


Figure 2.14 – Exemple du calcul de la ligne de base. Les blocs verts représentent les segments plats de trace définis par l’algorithme tandis que la ligne rouge représente la ligne de base calculée ou interpolée.

Pour les segments de la trace ne contribuant pas à une estimation de la ligne de base, il est nécessaire de procéder à une interpolation entre les deux segments plats. En définissant par b_1 la valeur de la ligne de base du segment plat en amont et par b_2 celle en aval, la valeur de la baseline d’un bin i ayant une valeur en coups ADC y_i est définie comme :

$$b_i = b_1 + \frac{b_2 - b_1}{\sum_{j, y_j > b_1} (y_j - b_1)} \sum_{j, y_j > b_1}^i (y_j - b_1) \quad (2.7)$$

L’interpolation de la ligne de base à l’aide de la formule 2.7 n’est possible qu’à la condition d’avoir au moins un bin avec une valeur $y_i > b_1$, c’est-à-dire qu’elle est conçue pour estimer la baseline sous le signal d’intérêt de la trace. Si aucun bin n’est supérieur à la valeur de la baseline en amont, une simple interpolation linéaire est effectuée. La ligne rouge dessinée sur la figure 2.14 représente ainsi la ligne de base calculée sur l’ensemble de la trace.

Correction de l’estimation de la ligne de base

Pour la plupart des signaux, la ligne de base est déterminée dès lors qu’une pièce plate peut être trouvée en amont et en aval du signal. Cependant l’algorithme utilisé parvient parfois à isoler une pièce plate au sein de ce qui sera plus tard considéré comme une pièce de signal. La recherche de segments plats de quarante ou dix bins peut inclure un ou plusieurs bins de signal. La figure 2.15 illustre ce problème. Dans cet exemple l’algorithme commence au bin 303 et continue la lecture de la trace avec le critère $(y_{303} - y_i) \leq \sigma_{base} = 2$. Ce critère est satisfait jusqu’au bin 344, isolant ainsi une pièce plate alors qu’il est clair que cette partie de la trace constitue la partie terminale de la queue exponentielle du signal. Finalement ceci aboutit à une surestimation de la ligne de base au niveau de la pièce de signal. L’interpolation entre les pièces plates suit cet effet. Au final ce problème conduit à une sous-estimation du signal du PM, directement à cause de la surestimation de la ligne de base mais aussi par la mauvaise estimation du *stop time* qui en découle.

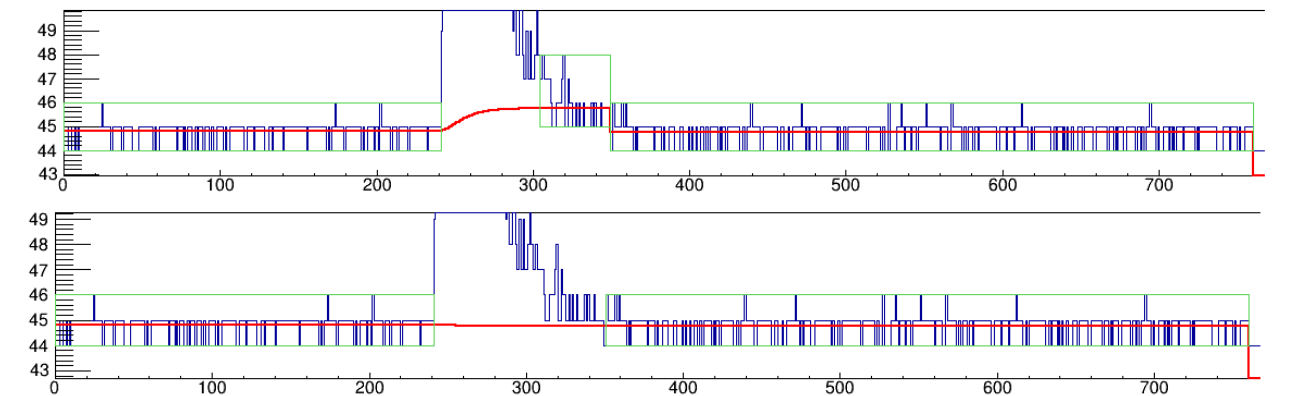


Figure 2.15 – Exemple du problème de la ligne de base. En haut, une trace présentant un segment plat entre les bins 303 et 344, ce qui conduit à une surestimation de la ligne de base et en bas, la même trace après l’application de la correction.

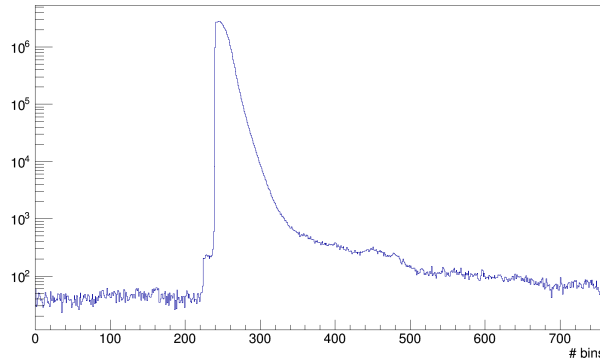


Figure 2.16 – Localisation des bins de signal sur la voie bas-gain pour des photomultiplicateurs avec une voie haut-gain saturée. La plupart du signal se concentre entre les bins 235 et 350. Au-delà, les bins de signal sont essentiellement dus à des muons environnementaux.

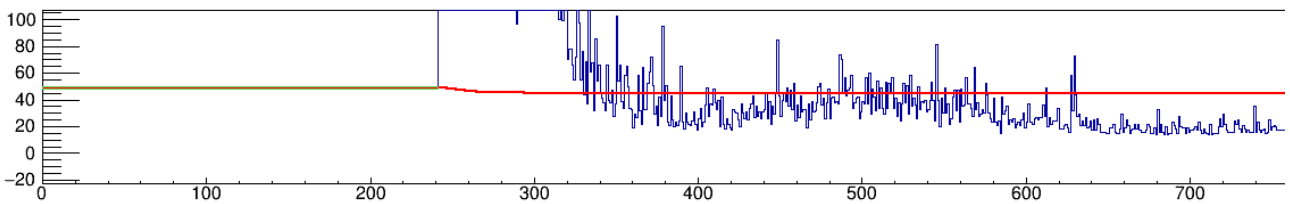


Figure 2.17 – Exemple de baseline pour lequel il n'a pas été possible d'identifier un segment plat en aval du signal. L'interpolation de la baseline, sans contraintes sur la fin de la trace ne permet pas d'assurer un calcul correct de celle-ci.

La correction de ce problème aurait pu se faire en estimant la ligne de base avec une diminution de la tolérance de départ $\sigma_{base} = 2 \rightarrow 1$. Cependant l'algorithme ne requiert au minimum qu'une seule pièce plate. La diminution de σ_{base} , entraîne dans un nombre non négligeable de cas, la détermination d'une pièce plate en amont du signal seulement. L'interpolation se fait alors sans contrainte sur la fin de la trace.

La correction que nous avons développée et implémentée dans l'*Herald* s'inspire alors de travaux réalisés avec l'*Offline*. L'idée est de relire chaque pièce plate avant de les valider. Après calcul de la moyenne sur la pièce plate à tester, l'algorithme de correction vérifie si chacun de ses bins a une valeur en coups ADC appartenant à $[\mu_{base} - \sigma_{base}; \mu_{base} + \sigma_{base}]$. Sur l'exemple de la figure 2.15, les bins 305, 306, 320 et 321 sont en dehors de cet intervalle et permettent le rejet de la pièce. La voie bas-gain du PM n'étant pas amplifiée, cette vérification est effectuée en diminuant la valeur de σ_{base} . Pour la voie bas-gain de certains PMs, cette correction ne suffit pas à régler la surestimation de la ligne de base. La non-amplification du signal présente l'avantage d'une meilleure localisation de ce dernier, notamment en ce qui concerne la queue du signal. La figure 2.16 montre la localisation du signal sur la voie bas-gain pour PMs avec leur voie haut-gain saturée. Pour corriger les derniers problèmes d'estimation de la ligne de base, l'algorithme de création des pièces plates a été modifiée afin de ne pas considérer la partie de la trace comprise entre les bins 235 et 350. L'ensemble de cette correction permet de corriger la plupart des lignes de base problématiques laissant quelques cas pathologiques comme celui présenté sur la figure 2.17. Pour ce genre de problème, une solution consisterait à considérer les vingt ou trente derniers bins et d'imposer la moyenne en coups ADC de ces bins ou la valeur minimale de la pièce comme contrainte pour l'interpolation de la ligne de base. Néanmoins le faible nombre de PMs concernés par ce phénomène ne rend pas cette étude prioritaire.

2.4.4 Extraction du signal d'intérêt

La ligne de base étant définie et corrigée si nécessaire pour chaque voie de chaque PM de la station, il est désormais possible de calculer le signal moyen de la station (moyenne des signaux de tous les PMs actifs) et des autres observables d'intérêt pour la reconstruction que sont les temps de début et de fin

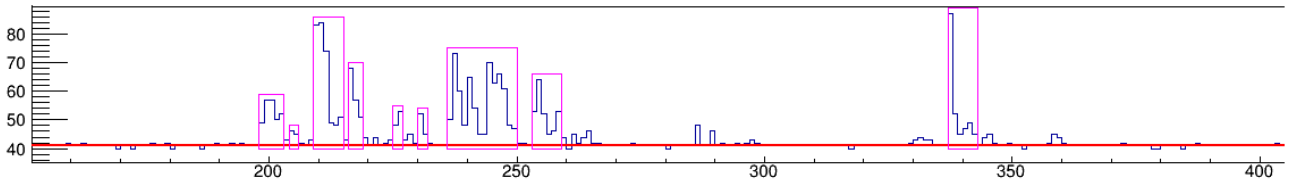


Figure 2.18 – Exemple de l'estimation du signal d'intérêt au niveau d'un photomultiplicateur. En violet sont représentés les segments bruts de signal.

délimitant la zone du signal. La présence de particules fortuites et la dispersion des particules au sein du front de gerbe constituent les deux exemples principaux des problèmes rencontrés pour l'extraction du signal. Le premier cas conduit à une contamination de la trace et à une estimation incorrecte de son signal. Le second cas amène à se demander comment considérer toutes les particules responsables de la production d'un signal au niveau de la trace des PMs et comment les différencier des particules fortuites. Les algorithmes d'extraction du signal développés ont ainsi pour objectifs d'extraire le signal le plus pur et complet possible.

De la même manière que pour l'estimation de la ligne de base, l'algorithme utilisé lit l'ensemble de la trace (à ce stade, les pièces plates utilisées précédemment sont oubliées) en délimitant des pièces ou segments de signal définies comme au moins deux bins consécutifs avec une valeur en coups ADC supérieure de trois coups par rapport à la ligne de base. Sur la figure 2.18, ces pièces de signal sont entourées en violet.

A ce stade, chaque PM possède sa liste de segments *bruts* (SB) de signal qu'il faut à présent fusionner. La figure 2.18 montre un exemple de cette liste de SB sur la trace. Afin de ne pas intégrer dans le signal d'intérêt trop de bruits, différentes conditions sont à respecter :

Condition temporelle : La pièce à fusionner, Seg_1 , doit être séparée de la pièce, Seg_0 , à laquelle elle est fusionnée par moins de $N_{bins} = 20 + \text{longueur de } Seg_0$

Condition sur le signal : Le segment Seg_1 doit contenir au moins 30% du signal du segment auquel il est fusionné Seg_0 ou posséder un pic en VEM inférieur à 5 VEM.

Alors que la première condition vise à empêcher l'intégration de bruit, la dernière est dédiée à éviter l'intégration de muons fortuits pour lesquels le signal s'étend sur seulement quelques bins. La fusion entre elles des pièces de signal permet l'établissement d'une liste de segments *fusionnés* (SF) pour chacun des PMs actifs de la station.

Une fois le travail pour chacun des PMs terminé, il est désormais possible de moyenner le signal de l'ensemble des PMs actifs. Chaque bin de la trace de la station correspond simplement à la moyenne arithmétique des bins des traces des PMs actifs. Dans le même temps, les numéros de bins de début et de fin des SFs enregistrés sont comparés. Lorsqu'il y a superposition de SF, de nouveaux bins de début et de fin sont définis afin d'inclure tout le signal. La lecture de chaque trace des PMs indépendamment les unes des autres permet l'identification de PMs présentant des pathologies (oscillations, décroissance lente du signal, etc.) qui pourraient être absorbées par les signaux des autres PMs si seulement la moyenne des traces était considérée.

Un temps pour commencer et un autre pour finir

A l'issu de ce travail, la trace moyenne et sa liste de segments *finaux* (SF_i) sont enregistrées. Toujours dans l'optique d'extraire un signal le plus propre possible, si plusieurs SFs existent, l'algorithme ne sélectionne que le plus important, c'est-à-dire celui avec la valeur (signal en VEM \times longueur de la pièce) la plus grande. Sur la figure 2.19, deux pièces finales ont été enregistrées (la seconde pièce ne répondant pas au critère sur sa valeur en signal n'a pas été ajoutée au reste de la trace) et la pièce comprise entre les bins 213 et 350 est celle sélectionnée. Le bin de début est alors défini comme le bin de début du segment final tandis que le bin de fin correspond à celui de la pièce finale à laquelle dix bins ont été ajoutés. L'ajout de ces dix bins permet, si besoin est dans certains cas, d'inclure la partie terminale de la queue exponentielle du signal qui aurait pu passer sous le critère de sélection des bins de signal. Les temps de début et de fin, respectivement *start time* (t_s) et *stop time* (t_{stop}) sont alors

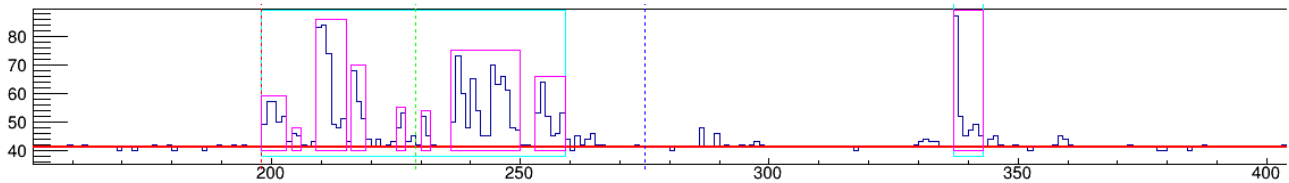


Figure 2.19 – Exemple de l’estimation du signal d’intérêt au niveau de la station. Les pièces de signal brutes sont représentées en violet tandis que les pièces de signal après fusion sont représentées en cyan. La pièce sélectionnée est encadrée par les lignes en pointillées rouge et bleue marquant respectivement le temps de début et le temps de fin de la fenêtre temporelle d’intégration du signal. La ligne pointillée verte indique la position du temps pour lequel 50% du signal a été enregistré.

définis (en seconde) par :

$$\begin{aligned} t_s &= \text{GPS}_{second} + (\text{GPS}_{nanosecond} - 25(768 - \text{bin}_{start})) 10^{-9} \\ t_{stop} &= 10^9 t_s + 25(\text{bin}_{stop} - \text{bin}_{start}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

où GPS_{second} et $\text{GPS}_{nanosecond}$ représentent la seconde et nanoseconde GPS enregistrées par la station lors de son déclenchement. Les lignes pointillées sur la figure 2.19 représente en rouge le temps de début t_s et en bleu le temps de fin t_{stop} . La fenêtre d’intégration du signal définie, la valeur de ce dernier est alors simplement la somme des bins de cette fenêtre à laquelle la valeur de la baseline est soustraite.

Que faire en cas de saturation de la voie haut-gain ?

La saturation de l’électronique de la dynode (voie haut-gain) des PMs entraîne la troncature d’une partie du signal digitalisé et finalement sa sous-estimation. Dès qu’un bin de la trace de la dynode dépasse la valeur de 1020 coups ADC⁶, la dynode est considérée comme saturée. Si l’anode et la dynode sont saturées, le PM entier est dit saturé. Le traitement de ces derniers sera détaillé dans la section 4.1. Tout l’enjeu de l’étude présentée dans ce paragraphe est de déterminer à quel moment la saturation de la voie haut-gain entraîne une sous-estimation significative de son signal et donc à quel moment le passage sur la voie bas-gain permet un gain de signal malgré sa plus faible résolution comparée à la voie de la dernière dynode.

Actuellement lorsque la dynode d’un PM est saturée, le signal est alors calculé en utilisant celui de l’anode alors que la définition des temps de début et de fin du signal sont eux, toujours exprimés depuis la voie haut gain. La saturation d’un PM pouvant entraîner un retour anormal à la position initiale de sa baseline comme c’est le cas par exemple sur la figure 2.17, l’estimation du temps sur la dynode alors que le signal est estimé sur l’anode n’a plus de sens et tout en entraînant l’intégration de bruit dans le signal total, repousse le temps d’arrêt en fin de trace. Cet effet autorise également l’intégration de signal négatif, c’est-à-dire lorsque la baseline est supérieure au signal, sur plusieurs centaines de bins pouvant conduire à une sous estimation du signal.

La première modification apportée consiste donc en l’utilisation de la voie bas gain pour toute l’analyse du signal dès lors que la voie haut gain présente une saturation. La seconde concerne la définition même d’une voie saturée, autrement dit, à partir de combien de bins saturés le passage sur la voie bas gain permet de recouvrer le signal tronqué sur la voie haut gain. Le Tyvek composant le sac de la cuve permet la diffusion des photons Čerenkov dans toute la cuve. Cependant il arrive que les photons produits ne subissent pas de réflexions et soient directement captés par un PM. Dans ce cas, un pic de lumière directe, couvrant un ou deux bins de 25 ns, est observé sur la trace et peut entraîner la saturation de la dynode. Sur la figure 2.20, nous avons testé le gain en signal entre la voie haut et bas gain pour un nombre de bins saturés de 1, 2, 3 à 5 et supérieur à 5. L’actuelle définition de la saturation entraîne une perte moyenne de signal d’environ 1.7%. Il est nécessaire d’avoir au moins

6. L’utilisation de 1020 coups au lieu des 1023 canaux de la trace permet de s’assurer d’une valeur supérieure à la définition de la saturation.

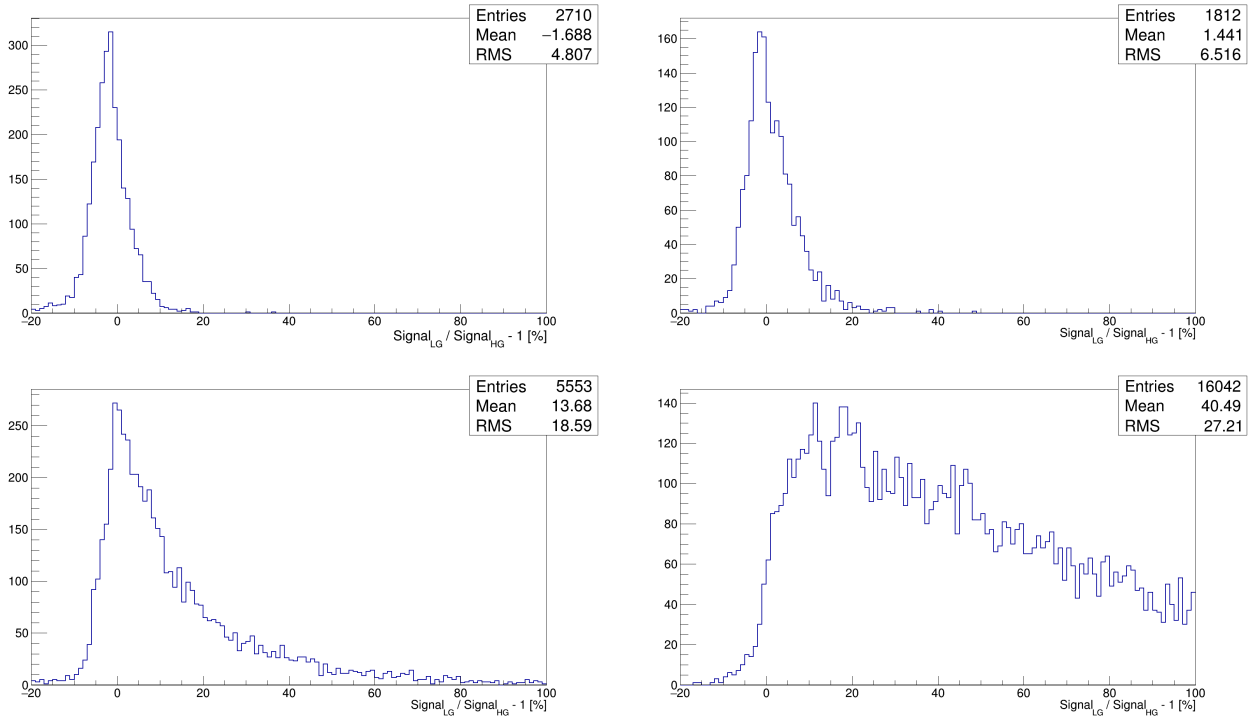


Figure 2.20 – Gain en signal avec le passage sur la voie bas gain en fonction du nombre de bins saturés (En haut : à gauche, 1 seul bin saturé, à droite, deux bins saturés. En bas : à gauche, trois à cinq et à droite, plus de cinq bins saturés. L’actuelle définition de la saturation, 1 seul bin saturé, entraîne en moyenne une perte d’environ 1.7% du signal.

deux bins saturés pour que le passage de l’estimation du signal sur l’anode s’impose.

Les cuves du réseau de surface comprennent trois photomultiplicateurs qui peuvent être saturés séparément. Dans de tels cas, afin d’homogénéiser la réponse de la cuve, les trois PMs doivent-ils voir leur signal estimé depuis la voie bas gain ? Sur la figure 2.21, nous avons répondu à cette question en considérant le gain en signal avec le passage de la dynode sur l’anode pour les PMs non saturés appartenant à une station dont au moins un PM l’est. Ce test a été effectué en considérant l’actuelle définition de la saturation et la modification développée. Pour les deux configurations, les résultats montrent une perte de signal de 5.5% en moyenne. Le passage sur l’anode n’est donc pertinent que pour les PMs présentant une saturation d’au moins deux bins. Pour tous les autres, la voie haut gain permet une estimation plus fiable du signal.

2.5 Conclusion du chapitre

L’Observatoire Pierre Auger est donc aujourd’hui le détecteurs le plus efficace pour la détection des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie de part sa grande surface au sol et ses méthodes complémentaires de détection. La reconstruction des événements enregistrés par le détecteur de fluorescence permet la construction des distributions en X_{\max} qui malgré le cycle de service de ce détecteur sont aujourd’hui les observables les plus fiables pour la détermination de la composition des rayons cosmiques.

En ce qui concerne le réseau de surface, ce chapitre a mis en évidence les difficultés rencontrées pour extraire les signaux observés, amplifiés et convertis par les photomultiplicateurs des stations. La première difficulté apparaît dès la première étape de l’extraction du signal avec une surestimation de la ligne de base due à la mauvaise identification des segments de la trace sur lesquels la calculer. Après l’étude de la saturation que nous avons menée, l’algorithme de relecture que nous avons développé et implémenté dans les codes d’analyses de la collaboration, permet de corriger cet effet et de définir la ligne de base dans presque 100% des traces. A partir de la définition de la ligne de base, nous avons

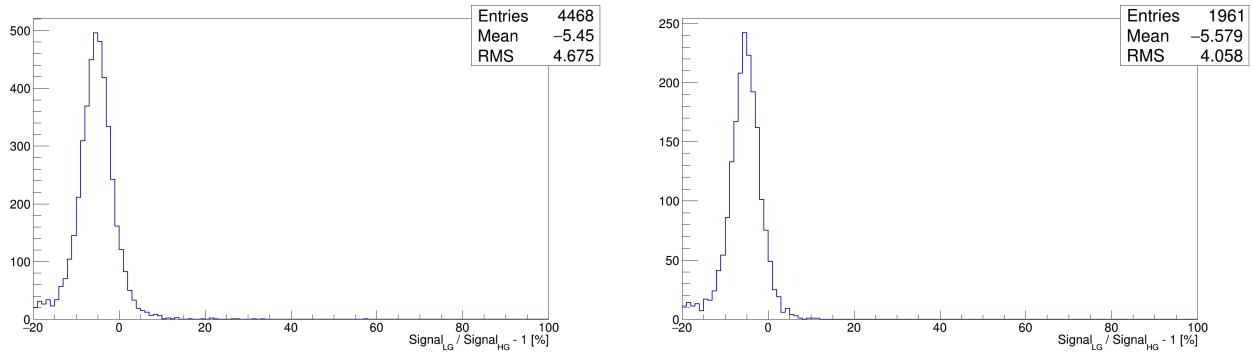


Figure 2.21 – Gain en signal avec le passage sur la voie bas gain pour des PMs non saturé mais appartenant à une station dont au moins l’un des deux autres PMs présente une saturation de la voie haut gain. A gauche, gain en signal en considérant qu’un PM est saturé dès son premier bin avec une valeur supérieure à 1020 coups ADC, tandis qu’à droite, au moins deux bins sont nécessaires pour définir la saturation.

pu détailler la procédure pour finalement déterminer la fenêtre temporelle d’intégration du signal sur la trace. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, cette procédure peut être encore améliorée.

Directions d'arrivée des rayons cosmiques

Résumé du chapitre

Indispensable à l'étude des origines des rayons cosmiques, la détermination de leurs directions d'arrivée et des incertitudes associées font l'objet d'études approfondies, sans cesse mises à jour. Ce chapitre présente la procédure utilisée par l'Observatoire Pierre Auger afin de reconstruire ces directions d'arrivée pour les événements observés par le détecteur de surface depuis la sélection des stations d'intérêt jusqu'à la détermination de la résolution angulaire basée sur l'utilisation de simulations de gerbes atmosphériques.

Véritable pierre angulaire de la reconstruction des événements, la détermination de la géométrie des gerbes atmosphériques repose sur deux éléments : la sélection des stations d'intérêt et l'estimation des incertitudes sur les temps d'arrivée des particules de la gerbe dans les cuves sélectionnées. Des analyses de traces précédentes, il est possible d'extraire pour chaque cuve, enregistrée comme faisant partie de l'événement¹, la fenêtre temporelle d'intégration du signal et son intégrale. Dans un premier temps, la procédure actuelle de sélection des cuves et de reconstruction géométrique est présentée avec les problèmes qui y sont associés et dans un second temps, les améliorations apportées, tant sur la sélection du signal des stations que sur le calcul des incertitudes temporelles, sont détaillées avec leur impact sur la reconstruction. Ces modifications apportées et leurs limites soulignées, la procédure permettant la détermination de la résolution angulaire est détaillée.

3.1 Procédure actuelle de reconstruction géométrique

3.1.1 Sélection par l'inclusion : l'algorithme *Bottom-Up*

Le temps de début du signal estimé dans le chapitre précédent est supposé correspondre au temps d'arrivée des premières particules de la gerbe dans la cuve. Dans le cas idéal où les particules de la gerbe seraient alignées et dessineraient sans ambiguïté son front, la sélection temporelle des stations par rapport à leur temps serait triviale dans le sens où une simple estimation de la direction d'arrivée (sans entrer dans les affres de la procédure d'ajustement) et du rayon de courbure de la gerbe suffirait à rejeter les cuves dont les temps d'arrivée des premières particules ne correspondrait pas au front de gerbe. L'une des difficultés de la reconstruction angulaire réside dans l'estimation du rayon de courbure

1. Deux types de cuves contribuent à un événement à ce stade : les cuves ayant franchi le seuil T3 à la base de la construction de l'événement et les cuves simplement T1 rajoutée après vérification de leur compatibilité tant spatiale que temporelle avec la vitesse de la lumière.

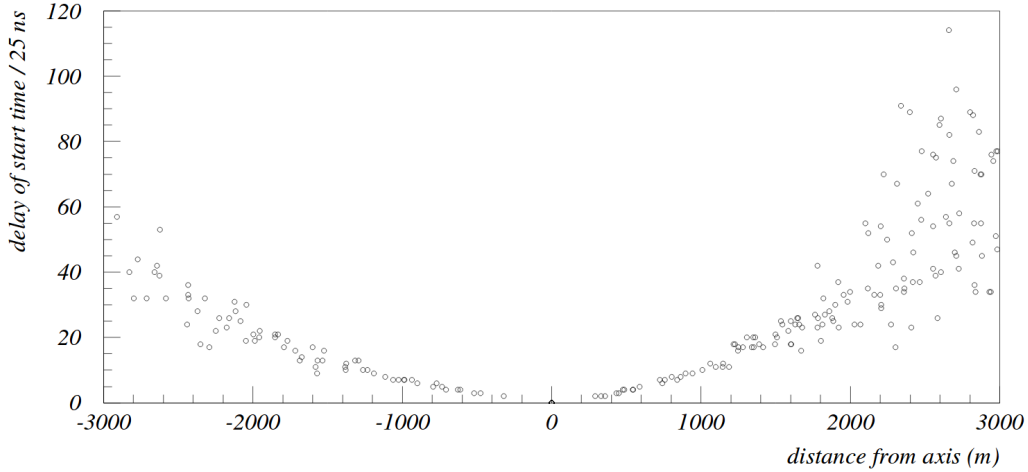


Figure 3.1 – Dispersion des particules au sein du front de gerbe. Figure extraite de [Billoir, 2000].

car la diversité en énergie et en masse des primaires initiant les gerbes atmosphériques s'exprime par la même diversité dans les valeurs du rayon de courbure².

L'autre difficulté, comme illustrée sur la figure 3.1 issue d'une analyse des premières des données dans [Billoir, 2000], est que le front de gerbe présente une épaisseur croissante avec la distance par rapport à l'axe de la gerbe et nécessitant ainsi l'application de critères de sélection plus lâches.

L'algorithme de sélection, *Bottom-Up* (BU), développé dans [Medina and Bertou, 2004] et actuellement utilisé pour la reconstruction, commence par l'estimation de la position du cœur de la gerbe $(x_{\text{cœur}}, y_{\text{cœur}}, z_{\text{cœur}})$, c'est-à-dire l'intersection de l'axe de la gerbe avec le plan contenant la surface de l'observatoire. La position de trois cuves avec les plus fort signaux, $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ pondérée par la valeur de la racine carrée de leur signal permet une première estimation barycentrique de la position du cœur de la gerbe. Dans un second temps l'estimation de la direction d'arrivée à partir des temps et position de ces cuves s'effectue via la transformation des angles zénithal θ et azimutal φ en cosinus directeurs définissant le vecteur unitaire de l'axe de la gerbe, $\hat{n} = (u, v, w)$ où :

$$\begin{aligned} u &= \sin \theta \cos \varphi \\ v &= \sin \theta \sin \varphi \\ w &= \cos \theta \end{aligned} \quad (3.1)$$

La localisation de l'Observatoire Pierre Auger a été choisie pour être la plus plate possible et présente ainsi une variation totale d'altitude d'environ 250 mètres sur une longueur de 70 kilomètres, rendant ainsi négligeables les variations locales d'altitude à l'échelle d'un événement. La valeur du cosinus directionnels w selon l'axe perpendiculaire à la surface de détection n'est ainsi pas utilisée lors du processus de reconstruction. Cette transformation permet l'estimation des cosinus directeurs de la gerbe atmosphérique via la résolution du système linéaire d'équations suivant :

$$c \begin{pmatrix} \Delta t_1 \\ \Delta t_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta x_1 & \Delta y_1 \\ \Delta x_2 & \Delta y_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

où $\Delta t_{s,i} = t_{s,i} - t_{s,0}$ et $\Delta x_i = x_i - x_0$, $\Delta y_i = y_i - y_0$ correspondent à la différence en temps de début et en position de la cuve i avec celle présentant le plus fort signal caractérisée par les coordonnées spatio-temporelles $(x_0, y_0, t_{s,0})$. L'algorithme BU considère que les particules du front de gerbe se propagent vers la surface selon un front plan. Cette considération limite donc la qualité de la sélection nécessitant l'introduction de contraintes spatio-temporelles suffisamment larges pour ne pas exclure les stations loin du cœur de la gerbe pour lesquelles le délai dans le temps d'arrivée des premières particules dû à la

2. Cependant sans la connaissance de la géométrie de la gerbe atmosphérique, il n'est pas possible de reconstruire l'énergie du primaire qui l'a initiée d'où la nécessité de commencer par la détermination des paramètres géométriques.

courbure de la gerbe devient conséquent. En supposant un front de gerbe plan, l'algorithme BU teste chaque station i de l'événement en calculant sa distance par rapport à l'axe de la gerbe définie par $d^2 = |\vec{r}_i|^2 - |\vec{r}_i \cdot \hat{n}|^2$ et la différence entre le temps de début de la station avec le plus fort signal $t_{s,0}$ et son temps de début $t_{s,i}$, définissant ainsi le résidu en temps comme $cdt = ct_{s,i} - (u(x_i - x_0) + v(y_i - y_0))$. La sélection d'une station est alors effectuée en requérant que son résidu en temps dt soit compris dans l'intervalle $[dt_{min}, dt_{max}]$. Cet intervalle est défini à partir de la distribution des résidus en temps des stations. L'intégration de cette distribution permet la création de la fonction de répartition dont la valeur à 0.5% et à 99.5% définissent respectivement les bornes dt_{min} et dt_{max} de l'intervalle en question. Actuellement pour le réseau régulier cet intervalle est $[-700, 2600]$ en nanosecondes³. Les stations présentant un résidu en temps en dehors de cet intervalle sont alors rejetées de l'événement et considérées comme fortuites.

L'isolement est une chose préoccupante à bien des égards et à l'échelle d'un événement il ne fait pas exception puisque l'isolement d'une station est dans la majorité des cas dû à l'inclusion d'une station déclenchée par le passage de particules n'appartenant pas à la gerbe étudiée. A la suite de l'algorithme BU précédemment explicité vient donc s'ajouter une vérification des distances des stations entre elles. Si une station, dans un rayon de 5 kilomètres autour d'elle, présente moins de deux autres stations avec un signal ou si la plus proche station de l'événement est au delà de 1800 mètres (sachant que le pas du réseau est de 1500 mètres), alors la station concernée est dite isolée et est rejetée de l'événement.

L'algorithme BU construit donc un événement en commençant par la détermination du cœur de l'événement à l'aide des trois cuves avec le plus fort signal auquel si possible, s'ajoutent ensuite une à une les stations compatibles en temps avec un front de gerbe plan.

3.1.2 Incertitudes liées à la largeur du front de gerbe : *Time Variance Model*

Actuellement la sélection des stations se fait en considérant leurs distances et temps respectifs sans prendre en compte les incertitudes de mesure associées à ces grandeurs. La position des cuves est connue avec une précision qui permet de négliger son erreur par rapport à l'incertitude, $\sigma(t_s)$, liée au temps d'arrivée des premières particules dans la cuve. Trois composantes constituent cette dernière. La première source d'incertitude temporelle vient de la mesure du temps, en nanosecondes, à l'aide du système GPS et est aujourd'hui limitée à plus ou moins 10 ns. La seconde contribution provient de la fréquence d'échantillonnage des signaux des PMs fixée à 40 MHz. Aucune valeur de cet intervalle n'étant préférée, une incertitude égale à $25/\sqrt{12}$ ns apparaît. Ces deux composantes constituent la partie constante et incompressible de l'incertitude sur les temps d'arrivée et est ainsi estimée, en théorie, à environ 12 ns. La dernière et plus importante source est due à la dispersion des particules au sein de la gerbe, comme illustrée sur la figure 3.1 montrant un épaississement du front de gerbe en s'éloignant de l'axe de celle-ci. L'arrivée des premières particules dans la cuve est décrit par un processus poissonien sur un intervalle de temps τ . La variance de cette distribution, généralisée aux premières particules, permet d'estimer la dernière source d'incertitude temporelle que l'on modélise par *Time Variance Model* (TVM). La complète démonstration du calcul de $\sigma(t_s)$ est présentée dans [Pierre Auger Collaboration, 2008a] et permet d'écrire le TVM comme :

$$\sigma^2(t_s) = a^2 \left(\frac{2t_{50}}{n} \right)^2 \frac{n-1}{n+1} + b^2, \quad (3.3)$$

où t_{50} représente le temps pour lequel la station a enregistré 50% de son signal total. Plutôt que d'utiliser l'intervalle $t_{stop} - t_s$ pour lequel les fluctuations en fin de trace peuvent significativement impacter la valeur de t_{stop} , l'intervalle de temps τ est considéré comme égal à $2t_{50}$. Le nombre n de particules traversant la cuve est estimé grâce à la longueur de trace moyenne des particules dans la

3. Il a récemment été montré dans [Coleman et al., 2016], pour le réseau *Infill*, que cet intervalle n'est pas adapté pour les nouvelles conditions de déclenchement, ToTd et MoPS et devrait faire l'objet d'une mise à jour.

cuve. Ainsi le nombre de particules contribuant au signal total de la cuve est donné par :

$$n = S \left(\frac{\pi r_{\text{cuve}} h_{\text{cuve}}}{h_{\text{cuve}} (\pi r_{\text{cuve}} \cos \theta + 2 h_{\text{cuve}} \sin \theta)} \right)^{-1}, \quad (3.4)$$

avec S , le signal total de la station, θ , l'angle zénithal de la gerbe, r_{cuve} et h_{cuve} le rayon et la hauteur d'une cuve du réseau de surface, respectivement de 1.8 et 1.2 mètres. Le coefficient b de l'équation 3.3 représente les contributions dues aux incertitudes GPS et d'échantillonnage, tandis que le coefficient a est un facteur correctif. Si le modèle développé décrit correctement les données, les valeurs attendues pour les paramètres a et b sont respectivement de 1 et 12 ns. Lorsqu'une seule particule traverse la cuve, typiquement un muon loin de l'axe de la gerbe ou appartenant à une gerbe inclinée (la composante électromagnétique ayant été absorbée), l'incertitude calculée devient nulle. Le nombre de particules n est donc contraint à être supérieur ou égal à 2.

Détermination des coefficients a et b

Le réseau de surface dispose aujourd'hui encore d'un hexagone de 8 doublets de cuves. 22 doublets ont pu être déployés tout au long des évolutions du réseau de surface avant d'être retirés. Ces doublets consistent en une paire de cuves séparées de seulement 11 mètres et permettent une étude des erreurs systématiques du réseau de surface.

L'empreinte d'une gerbe à la surface s'étend sur plusieurs kilomètres autour de son cœur. On considère que les deux cuves échantillonnent la même partie du profil latéral de la gerbe. Dans le cadre de l'étude sur les incertitudes temporelles, la différence, Δt , entre les temps d'arrivée des premières particules dans la cuve permet d'extraire les valeurs des coefficients de l'équation 3.3. En supposant une distribution gaussienne des temps $\Delta t_{s,i}$, la procédure consiste en la maximisation de la vraisemblance sur N événements de doublets, :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(\Delta t_{s,i})}} e^{-\frac{\Delta t_{s,i}^2}{2\sigma^2(\Delta t_{s,i})}}, \quad (3.5)$$

où $\sigma^2(\Delta t_{s,i}) = \sigma^2(t_{s,1}) + \sigma^2(t_{s,2})$ est la variance totale du doublet i . La première extraction de ces coefficients, effectuée sur une année de données et présentée dans [Pierre Auger Collaboration, 2008a], a permis d'obtenir $a^2 = 1.00 \pm 0.06$ et $b^2 = (147 \pm 23) \text{ ns}^2$. L'augmentation de la statistique et la mise à jour de ces paramètres ont par la suite montré une dépendance des paramètres en fonction de l'angle zénithal θ aboutissant finalement à la paramétrisation suivante :

$$\begin{aligned} a^2 &= -0.49 \cos^2 \theta + 0.22 \cos \theta + 0.65, \\ b^2 &= 412 \cos^2 \theta - 209 \cos \theta + 141. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Cette dernière étude, non publiée à l'heure actuelle, indique la nécessité de prendre en compte la géométrie des gerbes atmosphériques. L'épaisseur du front de gerbe augmentant avec la distance, il est alors possible d'observer une dépendance des coefficients a et b en fonction de la distance par rapport à l'axe de la gerbe. Cependant au moment où cette étude a vu le jour, la statistique était insuffisante pour suffisamment contraindre les paramètres a et b loin de l'axe de la gerbe.

3.1.3 Détermination des directions d'arrivée

L'ensemble des ingrédients étant réunis, il est désormais possible de s'affairer à la détermination des directions d'arrivée des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. La reconstruction consiste simplement en la maximisation de la vraisemblance suivante sur l'ensemble des N stations i constituant

l'événement :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(t_i)} \cdot e^{-\frac{dt_i^2}{2\sigma(t_i)^2}}, \quad (3.7)$$

où dt_i représente les résidus auquel est incorporé la contribution due au rayon de courbure R du front de gerbe si et seulement si la multiplicité de l'événement est supérieure à quatre cuves. Les résidus en temps deviennent alors :

$$dt_i = t_{s,i} - t_{\text{coeur}} + (\vec{r}_i - \vec{r}_{\text{coeur}}) \cdot \hat{n} - \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_{\text{coeur}})^2 - ((\vec{r}_i - \vec{r}_{\text{coeur}}) \cdot \hat{n})^2}{2R}. \quad (3.8)$$

L'équation 3.7 se simplifie en supposant une distribution gaussienne du quotient $dt_i/\sigma(t_i)$. La détermination du maximum de vraisemblance devient alors la minimisation du χ_{geom}^2 suivant :

$$\chi_{\text{geom}}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{dt_i}{\sigma(t_{s,i})} \right)^2. \quad (3.9)$$

La procédure ainsi définie extrait les valeurs des cosinus directeurs u et v , du temps idéal, t_{coeur} auquel l'axe de la gerbe intersecte la surface et si la multiplicité est suffisante, du rayon de courbure R . Les erreurs associées aux angles θ et φ sont ensuite calculées en propageant les erreurs des cosinus directeurs obtenues lors de l'ajustement. Cette procédure de reconstruction angulaire ne s'applique qu'aux événements dits "verticaux" de l'observatoire, c'est-à-dire dont l'angle zénithal est inférieur à 65° . Dès lors que cette procédure aboutit à l'obtention d'un angle $\theta > 65^\circ$, cet algorithme est suppléé par celui des événements dits "horizontaux" dont il est possible de trouver les détails dans [Pierre Auger Collaboration, 2014a].

3.2 Problématique soulevée par la reconstruction géométrique

3.2.1 Données testées

Avant de mentionner l'ensemble des tests portant sur la reconstruction géométrique, ces quelques lignes s'intéressent à décrire les événements utilisés pour les effectuer. Ainsi environ 200000 événements 6T5, enregistrés entre le 1^{er} janvier 2004 et le 31 décembre 2017, présentant une énergie, après reconstruction ⁴ supérieure à 3 EeV (énergie minimale pour laquelle l'efficacité du détecteur est de 100%) et un angle zénithal $\theta < 60^\circ$ sont sélectionnés après vérification que leur reconstruction n'aboutit pas à des valeurs aberrantes.

3.2.2 Distribution des probabilités de χ^2

Afin de s'assurer que le modèle utilisé pour la reconstruction angulaire reproduit fidèlement les données de l'observatoire, la distribution des probabilités de χ^2 est représentée sur la figure 3.2, présentant un angle zénithal reconstruit inférieur à 60° et une énergie supérieure à 3 EeV ou 40 EeV. La valeur du χ^2 est obtenue par l'équation 3.9 et le nombre de degrés de liberté correspond à la multiplicité de l'événement à laquelle est soustrait le nombre de paramètres à ajuster. Pour les événements de multiplicité 3, le nombre de degrés de liberté étant nul, la probabilité de χ^2 est également nulle. Ces événements sont donc retirés des distributions présentées en figure 3.2. La distribution des probabilités de χ^2 montre la présence d'un large pic aux plus basses probabilités contenant environ 15% des événements. Ce comportement est aggravé aux plus hautes énergies (figure 3.2, à droite) avec 80% des événements dans ce pic. Ce comportement implique que les erreurs du modèle de reconstruction appliqué ne permettent pas la reproduction des données observées. Si tel avait été le cas, la distribution des probabilités de χ^2 serait plate. La localisation de ce pic aux basses probabilités indique qu'un grand nombre d'événements présente une valeur de χ^2 supérieure à celle attendue compte tenu de la

4. La reconstruction en énergie des événements est détaillée dans le chapitre suivant.

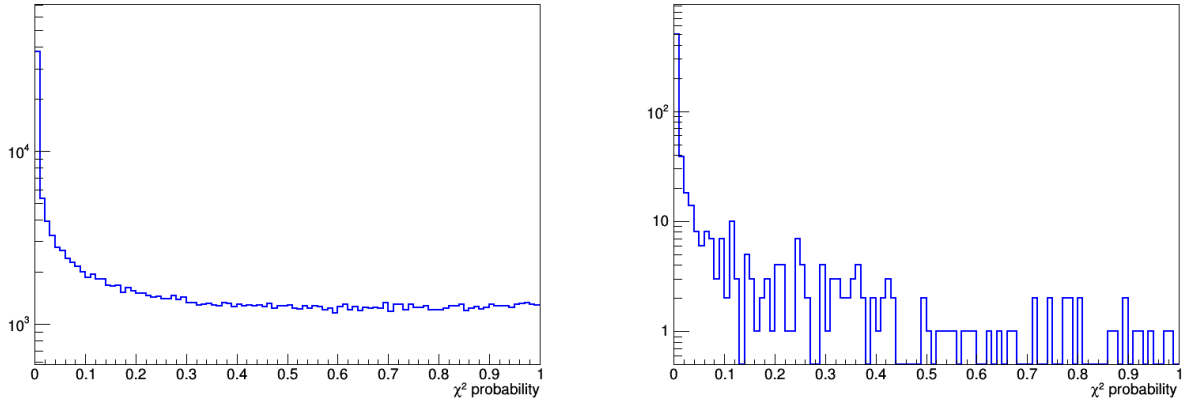


Figure 3.2 – Distribution des probabilités de χ^2 des événements 6T5 enregistrés entre 2004 et 2017. La figure de gauche montre la distribution pour les événements dont l’énergie est supérieure à 3 EeV, tandis que la figure de droite montre la distribution pour des événements ayant une énergie reconstruite supérieure à 40 EeV.

multiplicité de l’événement. La définition du χ^2 explicité par l’équation 3.9 permet de comprendre cette surévaluation du χ^2 par une surestimation des résidus, autrement dit une mauvaise estimation des temps d’arrivée des premières particules dans les cuves, et/ou par une sous-estimation des erreurs qui leurs sont associés⁵. Le problème identifié, la collaboration Pierre Auger s’est attachée à le résoudre en attaquant indépendamment les deux fronts, à savoir une correction de la sélection des stations et l’apport de changements dans le calcul des erreurs liées aux temps d’arrivée des premières particules.

3.2.3 Améliorer la sélection des stations

Le nombre important d’événements présentant des probabilités proches de zéro a été observé dès la mise en place de l’algorithme actuel de reconstruction. Il est toujours compliqué d’avoir une méthode parfaite dès lors qu’un grand nombre d’événements est considéré puisque l’amélioration d’un échantillon peut conduire à la dégradation d’un autre. Il est alors compréhensif de chercher à être le plus conservateur possible en contraignant seulement l’échantillon d’événements considérés sans affecter le reste de la population. C’est dans cette optique qu’une nouvelle contrainte a vu le jour pour les événements dont les probabilités de χ^2 sont inférieures à 0.2. En se référant à l’équation 3.9 il est possible de calculer la contribution, notée χ_i^2 , de chaque station au χ^2 total de l’événement. Des critères empiriques ont alors été développés afin d’améliorer la sélection des stations. Ainsi, si une station présente un $\chi_i^2 > 5$ pour un signal $S_i < 10$ VEM, elle est alors rejetée de l’événement.

Cette condition représente des stations suffisamment éloignées du cœur de la gerbe pour permettre leur rejet sans ambiguïté. Si plusieurs stations sont dans cette configuration, celle dont la valeur χ_i^2 est la plus élevée est rejetée. Dans le but d’être le plus conservatif possible, seule une station est retirée et ainsi on ne rejette les stations que dans le cadre de la reconstruction angulaire, celles-ci étant toujours considérées pour la reconstruction en énergie. La figure 3.3 montre l’impact de cet ajout dans la sélection. Seuls les événements avec une probabilité inférieure à 0.2 étant testés, l’algorithme permet de traiter en partie les événements du pic. Cependant les événements modifiés ne se redistribuent pas de façon uniforme entraînant l’apparition d’une autre structure autour de 20%. Ce nouvel algorithme, bien que doué de bonnes intentions, ne suffit pas à résoudre le problème posé et semble le complexifier. Néanmoins cette tentative constitue l’un des principes des améliorations que nous allons apporter à l’algorithme de sélection.

5. Le cas inverse consistant en une surestimation des erreurs conduirait à la création d’un pic aux plus hautes probabilités.

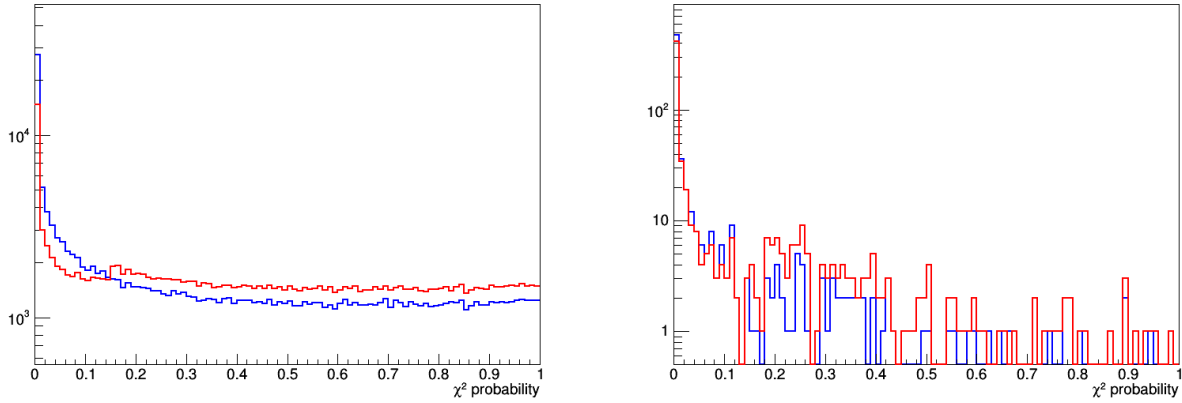


Figure 3.3 – Distribution des probabilités de χ^2 pour les mêmes événements que la figure 3.2 après application de l’optimisation de la sélection des stations.

3.2.4 Calculer autrement les incertitudes temporelles

Le problème de la reconstruction géométrique a vu l’émergence d’autres modèles de TVM développés dans les travaux de Matej and Veberič [2007], Mićanović [2013], Harari et al. [2012] et De Mauro et al. [2017] et s’expriment respectivement ainsi :

$$\sigma_{Matej}^2(t_s) = a^2 \left(\frac{t_{50} + c^2}{n + 1} \right)^2 \frac{n}{n + 2} + b^2, \quad (3.10)$$

$$\sigma_{Harari}^2(t_s) = a^2 \left(\frac{2t_{50}}{n - 1} \right)^2 \frac{n}{n + 2} + b^2, \quad (3.11)$$

$$\sigma_{Mićanović}^2(t_s) = \frac{1}{S} \left(a^2 t_{50}^2 + c^2 (r \cos \theta)^2 \right) + b^2, \quad (3.12)$$

$$\sigma_{De Mauro}^2(t_s) = a^2 \left(\frac{(t_{50} - t_{10})^2}{n^2} + c (r \cos \theta)^2 \right) + b^2. \quad (3.13)$$

Les deux premières paramétrisations ont été développées afin de corriger la singularité de l’actuel TVM. La modification de la fenêtre temporelle pour le modèle $\sigma_{Matej}^2(t_s)$ limite l’adaptation des incertitudes d’une station à une autre. Dans le cas de gerbes peu inclinées, si loin du cœur, la composante électromagnétique n’est pas absorbée et cette paramétrisation sous estime les erreurs temporelles. Dans le cas où cette composante est absorbée et que seuls quelques muons traversent la cuve, cette correction "surestime" l’erreur. Cependant pour de telles stations, il est préférable de surestimer l’erreur, leur donnant un poids plus faible pour l’ajustement des paramètres géométriques plutôt que l’inverse. La paramétrisation $\sigma_{Harari}^2(t_s)$ applique cela de la manière la plus extrême en requérant une incertitude infinie pour les stations traversées par une seule particule.

Les deux dernières paramétrisations ont adopté une dépendance des incertitudes sur les temps d’arrivée avec la distance par rapport au cœur de la gerbe avec une fenêtre temporelle considérée différente de $2t_{50}$. Pour le modèle $\sigma_{De Mauro}^2(t_s)$ la fenêtre utilisée n’est plus le temps pour lequel 50% du signal a été observé mais le temps de montée défini comme la différence des temps pour obtenir 50% et 10% du signal total. Ces différentes paramétrisations ont été testées sur les mêmes données que précédemment et leurs résultats sur la distribution des probabilités de χ^2 sont présentés sur la figure 3.4.

Aucune des paramétrisations actuellement développées par les membres de la collaboration Pierre Auger ne permet d’obtenir actuellement une distribution plate des probabilités de χ^2 des événements du détecteur de surface. Cette figure est la preuve qu’un simple changement dans la paramétrisation du *Time Variance Model* d’autant plus que ces modèles sont calibrés en rejetant les événements

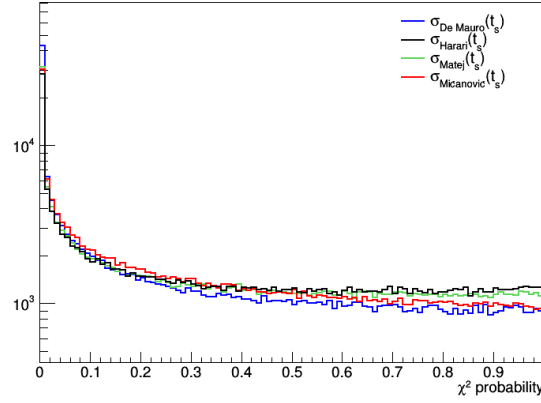


Figure 3.4 – Distribution des probabilités de χ^2 pour différentes paramétrisations du calcul des incertitudes.

pathologiques.

Deux approches sont à suivre pour corriger la distribution des probabilités de χ^2 . La première consiste donc en une amélioration de la sélection des signaux d'intérêt et la seconde en une meilleure paramétrisation des incertitudes temporelles. Ces deux approches constituent la suite de ce chapitre.

3.3 Améliorations de la sélection des stations

Un deuxième algorithme concurrent à la sélection par inclusion a été développé par Billoir [2006] et fonctionne via l'exclusion si besoin des stations, d'où sa dénomination *Top-Down* (TD).

3.3.1 Sélection par l'exclusion : l'algorithme *Top-Down*

Dans le cadre de l'algorithme TD, l'isolement des stations est la première étape. Encore une fois tout commence par une estimation de la géométrie de la gerbe atmosphérique à l'origine de l'événement enregistré par l'observatoire, mais cette fois-ci en considérant toutes les stations passant les tests de l'isolement. L'estimation de la position du cœur ($x_{\text{cœur}}, y_{\text{cœur}}, z_{\text{cœur}}$) de la gerbe mais aussi le temps $t_{\text{cœur}}$ auquel son axe intersecte la surface de la Terre, sont calculés en considérant la moyenne des coordonnées et temps de début de chaque station pondérée par la racine cubique de leur signal.

La distance de chaque station par rapport à l'axe de la gerbe est calculée comme $d_i^2 = |\vec{r}_i|^2 - |\vec{r}_i \cdot \hat{n}|^2$ et la différence en temps dt_i entre le temps attendu d'arrivée des premières particules dans la station et celui estimé dans le chapitre précédent est calculé comme suit :

$$dt_i = t_{s,i} - t_{\text{cœur}} - t_{\text{cœur}}^{\text{corr}} + (\vec{r}_i - \vec{r}_{\text{cœur}}) \cdot \hat{n}. \quad (3.14)$$

L'estimation de la direction d'arrivée de la gerbe $\hat{n} = (u, v)$ et du temps $t_{\text{cœur}}^{\text{corr}}$ se fait via la résolution de l'extension du système de l'équation 3.2 à l'ensemble des cuves constituant l'événement, défini comme :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ t_{\text{cœur}}^{\text{corr}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum w \Delta x \Delta x & \sum w \Delta y \Delta x & \sum w \Delta x \\ \sum w \Delta x \Delta y & \sum w \Delta y \Delta y & \sum w \Delta y \\ \sum w \Delta x & \sum w \Delta y & \sum w \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum wx \Delta t \\ \sum wy \Delta t \\ \sum w \Delta t \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

Le temps $t_{\text{cœur}}^{\text{corr}}$ correspond dans le cadre de l'algorithme TD à une correction de l'estimation de $t_{\text{cœur}}$ effectuée. Le temps réel auquel l'axe de la gerbe atteint la surface est donc $t_{\text{cœur}} + t_{\text{cœur}}^{\text{corr}}$. Dans le système d'équation 3.15, les coefficients des matrices des second et troisième termes représentent les sommes des différences pondérées en temps ou en position dans une direction du référentiel de l'observatoire des stations par rapport au cœur de la gerbe. Les stations étant toutes sur le même pied d'égalité, leur poids est fixé à l'unité. A noter qu'il est possible avec cet algorithme d'inclure l'impact

du rayon de courbure de la gerbe sur les résidus en temps. Néanmoins ce rayon de courbure utilisé est un rayon de courbure minimum moyen, fixé à environ 7000 mètres.

Plus l'énergie de la gerbe est importante, plus son empreinte au sol est large et donc plus le nombre de stations déclenchées est important. En conséquence les contraintes spatiale d_{max} et temporelle dt_{max} de l'algorithme TD sont proportionnelles à la multiplicité ou nombre de stations constituant l'événement. Dès lors qu'une station ne satisfait pas à l'une des deux contraintes appliquées, l'algorithme considère que la position du cœur n'est pas correcte du fait d'au moins une station et entame la procédure d'exclusion. Pour ce faire la station présentant le plus faible signal est temporairement rejetée de l'événement et l'estimation de la géométrie de la gerbe, ainsi que les calculs des différences en temps et en position qui en découlent sont ré-effectués, tout en adaptant les contraintes à appliquer à la nouvelle multiplicité. L'algorithme va ainsi exclure une station, puis deux et ainsi de suite, en commençant par tester celles avec les plus faibles signaux jusqu'à ce que l'ensemble des stations restantes satisfassent les conditions spatio-temporelles considérées.

L'algorithme TD a ainsi construit son événement considérant dans un premier temps toutes les cuves, les excluant une à une si nécessaire. Actuellement l'algorithme BU constitue la sélection officielle utilisée par l'observatoire, même si des études [Coleman et al., 2018a] ont indiqué qu'un changement serait souhaitable. Les principaux avantages de l'algorithme TD consistent en l'estimation de la géométrie de la gerbe à chaque itération et contraint les cuves en fonction de l'énergie de l'événement, tandis que l'algorithme BU ne se contente que d'un seul calcul avec les trois stations présentant le plus fort signal. Pour plus de 98% des événements enregistrés par l'Observatoire Pierre Auger, les deux sélections conduisent aux mêmes résultats. Cependant les moins de 2% de différences montrent que l'algorithme TD sélectionne plus de cuves et accepte des configurations spatiales de cuves rejetées par l'algorithme BU. C'est pourquoi les modifications apportées à la sélection des stations dans la suite du chapitre seront présentées avec l'algorithme TD uniquement.

3.3.2 Temps d'arrivée des première particules : des optimisation nécessaires

Pour la reconstruction angulaire, la sélection des stations se fait principalement à l'aide des temps de début t_s . Une mauvaise estimation de ces temps peut conduire à l'inclusion de stations fortuites ou l'exclusion de stations appartenant bel et bien à l'événement et peut avoir pour résultat une estimation incorrecte des directions d'arrivée. La figure 3.5 est un exemple de la difficulté d'extraire les informations des traces enregistrées par les stations, spécialement pour des stations éloignées de l'axe de la gerbe pour lesquelles les particules du front de gerbe sont dispersées. Cette station lors

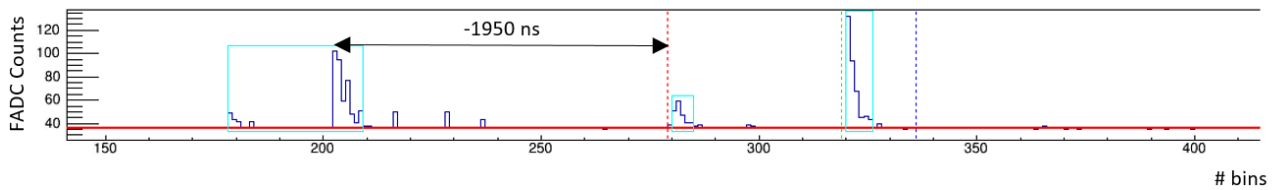


Figure 3.5 – Station 322 de l'événement 201403704043 : exemple de trace présentant plusieurs pièces de signal et rejetée par la sélection officielle. Les lignes pointillées rouge et bleue indiquent la position des temps t_s et t_{stop} . La valeur du résidu en temps de cette station semble correspondre à la position d'un temps de début d'une autre pièce de signal.

de la sélection présente un résidu en temps de -2089 ns entraînant son exclusion de l'événement (résidu inférieur à -700 ns) puisque l'algorithme de sélection ne teste que la pièce la plus importante de la trace. La suite de cette section s'attache à optimiser l'algorithme d'extraction du signal et celui de sélection des stations afin de traiter au mieux ces stations qui lorsqu'elles passent les critères de sélection actuels sont en partie responsables de la distribution des probabilités de χ^2 observées sur la figure 3.2. Cependant avant d'explicitier les modifications apportées à l'algorithme TD, le paragraphe suivant s'intéresse à la différence dans la définition des pièces de signal entre l'*Herald* et l'*Offline*.

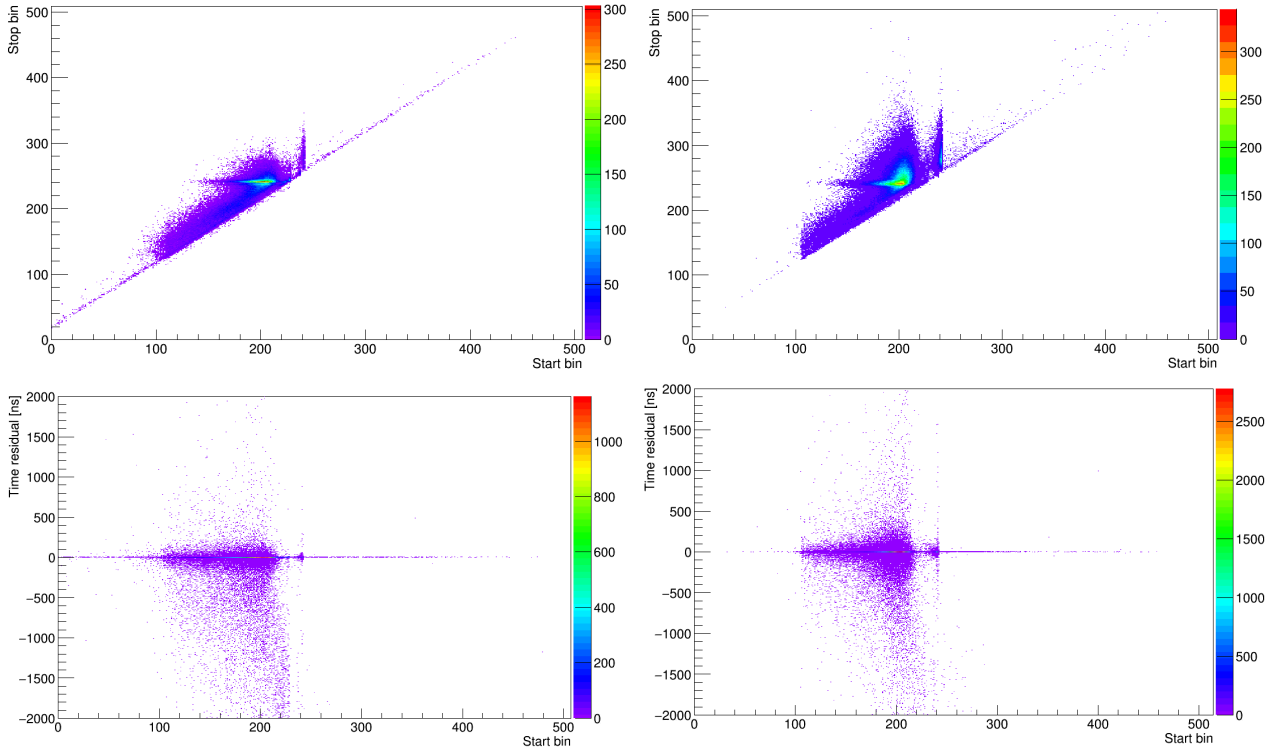


Figure 3.6 – Optimisation des sélection des temps t_s et t_{stop} pour les conditions de déclenchement MoPS (figure à gauche) et ToTd (figure à droite). Les figures en haut montrent les distributions des temps t_{stop} en fonction des temps t_s tandis que les figures du bas présentent les distributions des résidus temporels calculés selon l'équation 3.8.

Définition des segments de signal : 2 vs 1

Dans la définition d'un segment de signal réside une des différences notables entre l'algorithme de Offline qui ne demande qu'un seul bin pour définir un segment alors que deux bins consécutifs sont requis pour l'*Herald*. L'estimation du signal d'un PM, section 2.4.4, se fait après création d'une liste de pièces de signal bruts (SB). La fusion de ces pièces crée ensuite les segments fusionnés (SF) et à partir de ces segments, l'estimation de la fenêtre temporelle d'intégration du signal est effectuée. La condition de création des segments bruts impactent donc les temps de la station. Ne requérir qu'un seul bin augmente la fenêtre en temps d'intégration du signal et donc augmente les incertitudes calculées. De plus, cette condition encourage la fusion des pièces brutes entre elles mais comme toujours pose la question de savoir si, oui ou non, ces pièces de signal proviennent des particules de la gerbe. Néanmoins, pour les conditions de déclenchement ToTd et MoPS nous allons voir que cette contrainte est avantageuse, tandis que pour les conditions ToT ou Th1, la définition d'un segment reste inchangée.

Cas des ToTd et MoPS

Le nouvel algorithme de sélection des stations décrit dans la suite nécessite une étude préalable avant son application pour les conditions de déclenchement ToTd et MoPS. En effet, la modification de t_s de façon à tester toutes les pièces de signal implique l'augmentation ou la réduction de la fenêtre d'intégration du signal. A ce stade de la reconstruction, il n'est pas possible d'émettre une contrainte sur le signal des stations et donc une contrainte sur le t_{stop} pendant le processus de sélection des stations. Plutôt que de risquer un effet néfaste sur la reconstruction en énergie du prochain chapitre, les conditions ToTd et MoPS font l'objet de modification en amont de la sélection des stations. La figure 3.6 illustre la distribution de la position du temps t_{stop} en fonction de celle du temps t_s ainsi que celle des résidus en fonction de la position de t_s . Sur les premières distributions apparaissent plusieurs populations. La première est constituée par des stations dont la position du stop (son numéro de bin) est localisé à quelques dizaines de bins de la position du temps de début (position du stop

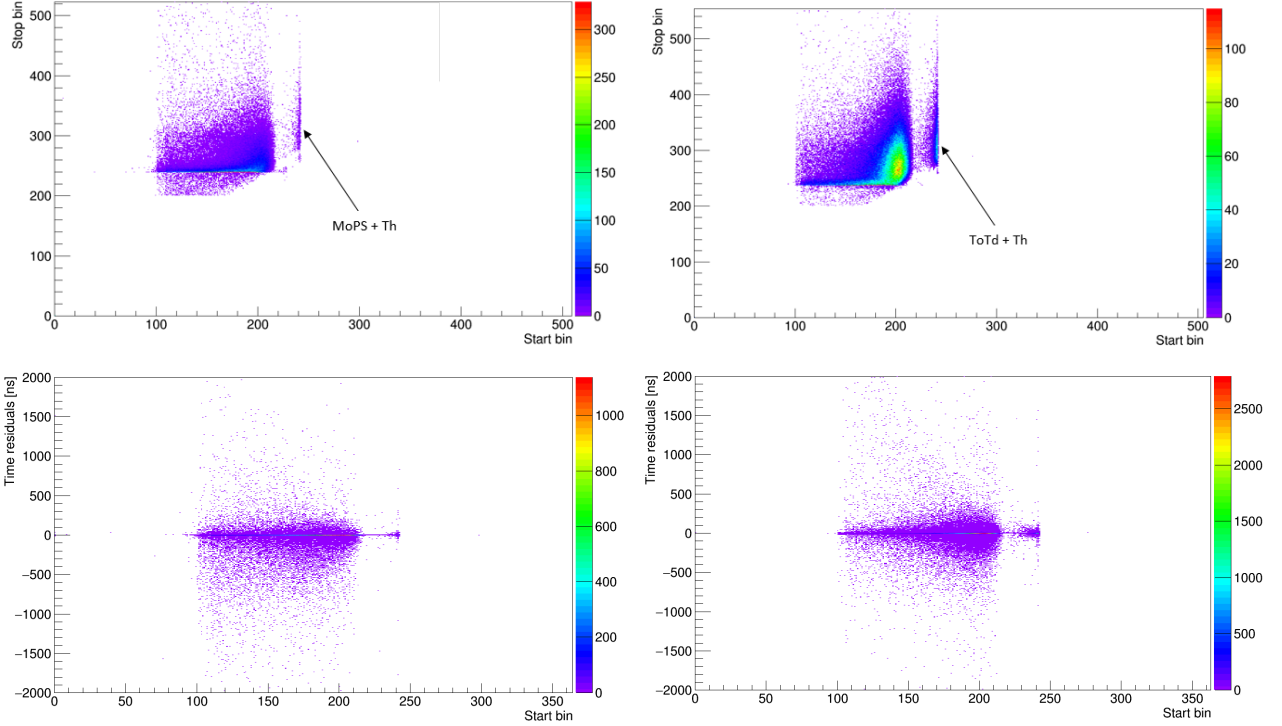


Figure 3.7 – Légende identique à celle de la figure 3.6. Les distributions présentées sont modifiées selon la méthode détaillée dans le texte.

inférieure à 250). Ce groupe se caractérise par des traces présentant de nombreux segments de signal SB dont la fusion n’a pas été possible, entraînant la sélection du segment le plus large seulement. En comparant la localisation de ce groupe avec la figure des résidus en temps, il apparaît que la pièce sélectionnée par l’algorithme est en avance sur le front de gerbe, c’est-à-dire que la pièce sélectionnée n’appartient pas à l’événement. L’autre population, pour des positions de temps de début supérieures à 300, s’explique de la même manière, la pièce la plus large étant cette fois-ci localisée à la fin de la trace. La définition même des conditions ToTd et MoPS implique la présence de signaux répartis sur la trace. La solution optimisée pour ces stations se fait en deux temps. Dans un premier temps, la diminution de la définition de la création des pièces de signal à 1 bin est requise (tel qu’il est défini dans l’[Offline](#)) afin d’encourager la fusion des pièces de signal et dans un second temps, l’ajout d’une contrainte sur la localisation du t_s de telle sorte que son numéro de bin appartienne à la première pièce dont le premier bin est supérieure à 100. Une condition similaire est appliquée sur la position t_{stop} afin d’imposer que la position du t_s appartienne à un segment dont le dernier bin est supérieur à 240. L’effet de ces modifications est représenté sur la figure 3.7. L’amélioration sur le t_{start} est visible sans difficulté sur les distributions $\#_{stop} = f(\#_{start})$, s’exprimant également par une diminution de la valeur absolue des résidus en temps. Cette diminution permet l’intégration de stations qui auparavant étaient exclues. La contrainte sur la position de t_{stop} apparaît également sur les premières distributions des positions mais ne permet pas de conclure sur sa qualité sans une étude sur le signal, qui n’a pas de sens à ce stade de la reconstruction.

Ce traitement pour les nouvelles conditions établi, il est désormais possible de s’attaquer à l’amélioration de la sélection dans le but de résoudre les questions posées par la distribution des probabilités de χ^2 observées.

3.3.3 Exclure l’isolement

Le paragraphe 3.1.1 a montré le côté néfaste de l’isolement des stations. Il arrive cependant qu’un pseudo-isolement soit tout aussi néfaste. Les vérifications usuelles du caractère isolé d’une station ne



Figure 3.8 – Événement 141992714300 pour lequel deux stations isolées sont observées et permettent l'une à l'autre de rester dans l'événement. Le code couleur correspond à la condition de déclenchement qu'a satisfaite la station (Violet foncé pour les ToT, violet plus clair pour les ToTd et MoPS, jaune pour les Th1 et vert pour les stations atteignant le T3, noir pour la station non opérationnelle au moment de la détection.)

nécessitent que d'avoir une seule voisine dans une configuration donnée. Dans ce cas, deux stations voisines isolées du reste des stations de l'événement ne s'excluent pas mutuellement. Ainsi pour ne pas être considérée comme isolée, une station doit présenter, non plus une mais deux stations avec un signal dans un rayon de moins de 1800 mètres et trois stations dans un rayon de 5 km. La figure 3.8 montre l'empreinte au sol d'un événement pour lequel il est possible d'observer deux stations séparées du corps principal de l'événement. Ces nouveaux critères ont été implémentés dans les codes d'analyses de l'*Herald*.

3.3.4 Vers un nouvel algorithme *Top-Down*

Bien que liée à la géométrie de la gerbe atmosphérique, la sélection des stations depuis l'extraction de leur signal est complètement séparée de la reconstruction en angles de l'événement entraînant ainsi l'inclusion de station n'appartenant pas à l'événement ou le rejet d'autres dont l'extraction du signal n'est pas optimale pour les raisons discutées précédemment. La station 1288, affichée sur la figure 3.9, est un parfait exemple de ce dernier cas. Sur cet exemple, un pic de signal de la trace n'est finalement pas considéré. Après reconstruction (le calcul des résidus en temps lors de la sélection permet son inclusion dans l'événement) cette station présente un résidu de -1200 ns, directement responsable de la valeur aberrante du χ^2 de l'événement. La différence entre le début de la pièce sélectionnée et celui de la pièce oubliée est de -1150 ns permet d'entrevoir une solution à son exclusion en supposant que ce pic oublié soit dû à la traversée de particules de la gerbe atmosphérique. Les améliorations de l'algorithme TD ont donc pour but d'exclure les stations en se basant sur leur caractéristiques temporelles mais en testant auparavant plusieurs possibilités pour les garder incluses.

Création de stations virtuelles

Dans le chapitre précédent, il a été observé que plusieurs pièces de signal pouvaient être définies par l'algorithme d'extraction du signal après leur fusion potentielle (voir ou revoir le paragraphe 2.4.4). La pièce la plus large étant finalement sélectionnée, l'information sur les autres est perdue. La première amélioration apportée consiste donc à garder en mémoire cette information via la création de stations "virtuelles"⁶. Ces stations sont donc une copie de la station, dite réelle, actuellement sélectionnée par l'algorithme, mais dont les caractéristiques temporelles de son signal ont été modifiées. Deux cas de figures se présentent dans la création des stations virtuelles (VS pour *Virtual Station*) et sont illustrés sur les figures 3.10 et 3.11. A noter que la reconstruction angulaire ne permet un travail que sur

6. La dénomination de ces stations n'est bien entendu pas à comprendre littéralement. Le signal de ces stations est bien réel, aucunes modifications extérieures n'ayant altérée la trace.

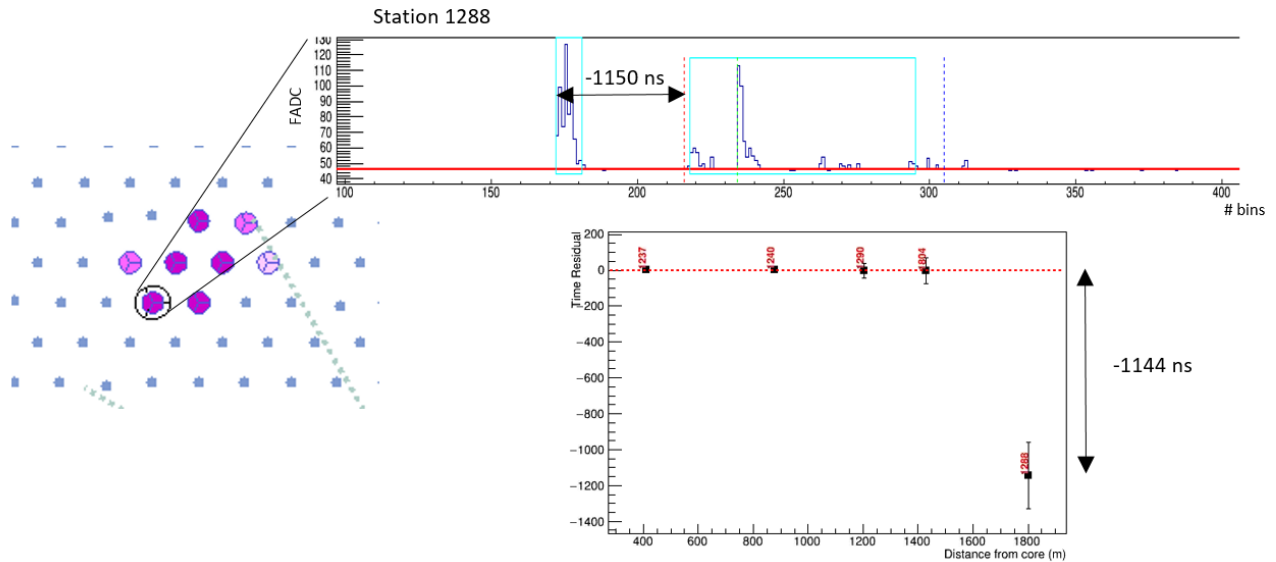


Figure 3.9 – Station 1288 de l'événement 140381666500. Cette station est actuellement rejetée par les algorithmes de sélection bien que présentant un résidu en temps comparable avec la position d'un autre pic de signal non considéré.

les temps de début. Une contrainte sur le temps de fin nécessiterait d'avoir une estimation du signal attendu dans la cuve à l'aide de la reconstruction du profil latéral. Cependant, cette reconstruction nécessite au préalable d'établir la géométrie de la gerbe atmosphérique. Finalement les stations virtuelles sont sélectionnées en conservant le temps de fin et en modifiant seulement le temps de début.

Dans le premier cas le processus de fusion des segments de signal ne permet pas l'obtention d'une seule pièce finale et comme sur l'exemple de la figure 3.9 la sélection peut se faire sur la mauvaise pièce. Pour cette station, une VS est créée en modifiant la position de son temps de début comme indiqué sur la figure 3.10.

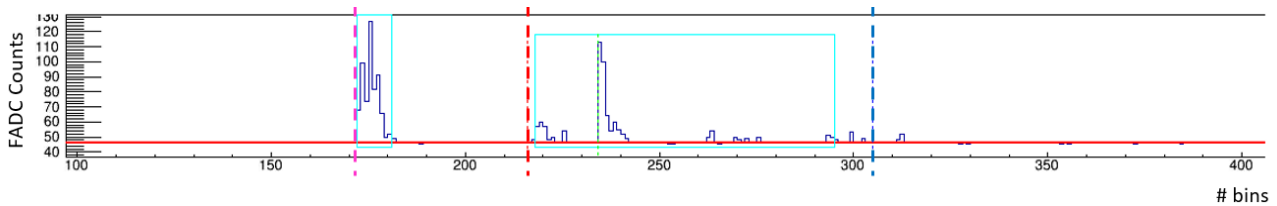


Figure 3.10 – Trace de la station 1288 de l'événement 201403803029. Les cadres bleus représentent les pièces de signal extraites par l'algorithme. Les lignes pointillées rouge et bleu représentent respectivement de le temps de début et le temps de fin d'intégration du signal définis par la procédure de reconstruction actuelle. La ligne pointillée mauve indique la position d'un temps de début alternatif utilisé pour la création d'une station virtuelle.

Le second cas concerne cette fois-ci une fusion d'une pièce de signal avec une pièce fortuite et nécessite alors la décomposition de la pièce fusionnée. Un exemple de cette configuration est présentée sur la figure 3.11. Sur cette trace, plusieurs segments bruts sont identifiés et la création de stations virtuelles se fait en modifiant la position de début en accord avec le temps de début des segments bruts tout en contraignant le signal de la station virtuelle créée à être supérieur à 25% de celui de la station officielle. Cette condition, arbitraire dans la valeur appliquée, se comprend par le fait qu'il est peu probable que tout le signal enregistré par de telles stations soit fortuit et pour éviter une augmentation inutile du temps de calcul total de la reconstruction d'un événement.

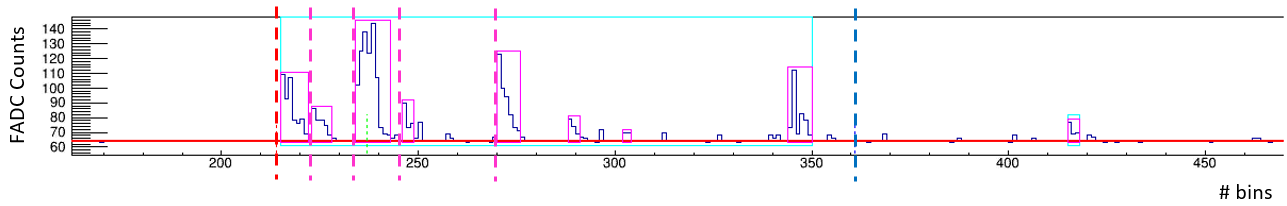


Figure 3.11 – Trace de la station 381 de l’événement 140305579500 (gps 1075174210). Les cadres mauves représentent les pièces de signal extraites par l’algorithme avant leur fusion en une seule indiquée par le cadre bleu. Les lignes pointillées rouge et bleu représentent respectivement de le temps de début et le temps de fin d’intégration du signal définis par la procédure de reconstruction actuelle. Les lignes pointillées mauves indiquent la position de temps de début alternatifs utilisés pour la création de stations virtuelles.

Une nouvelle philosophie d’exclusion

Les améliorations apportées à l’algorithme TD ont pour but de tester les stations virtuelles précédemment créées. Plutôt qu’une simple exclusion de stations, en se basant sur l’ajustement temporel du modèle de reconstruction angulaire sur les temps de début des stations, il est désormais possible de tester différentes configurations en temps pour les stations. Idéalement l’ensemble des configurations devrait être testées mais l’application aux millions d’événements observés (à ce stade aucune discrimination n’est faite, l’énergie et l’angle étant inconnus) par le détecteur de surface, nécessiterait d’importantes ressources informatiques.

La philosophie générale de l’algorithme TD n’a pas souffert de modifications : la sélection se fait toujours par l’exclusion des stations une à une avec les mêmes contraintes spatio-temporelles. La nouveauté réside dans les quatre points suivants :

Test de toutes les stations : Initialement, l’algorithme, lorsque cela était nécessaire, rejetait une station de l’événement en commençant par celle avec le plus faible signal. Si aucune configuration satisfaisante n’était trouvée, la station était de nouveau ajoutée à l’événement et celle avec le deuxième signal le plus faible était ôtée et ainsi de suite jusqu’à ce qu’une configuration soit acceptée. Toutes les stations n’étaient donc pas testées. A présent, qu’il faille rejeter une ou plusieurs stations, toutes les combinaisons sont considérées peu importe le nombre de stations à rejeter.

Ajout d’un test sur la probabilité de χ^2 : Dès qu’une configuration a été acceptée, la procédure d’ajustement des paramètres géométriques de la gerbe décrite dans le paragraphe 3.1.3 est appliquée. Dans cet ajout résident la force et la limite du nouvel algorithme TD. Désormais la sélection permet de s’affranchir des signaux fortuits mais nécessite de définir une valeur acceptable pour la probabilité de χ^2 . Dans un premier temps, nous avons défini cette valeur à 1% afin de ne travailler que sur les événements les plus pathologiques. Cette condition n’est applicable que si la multiplicité de l’événement est supérieure à trois cuves, la probabilité de χ^2 des événements à trois cuves étant nulle.

Test des stations virtuelles avant la suppression : Lorsqu’une station est rejetée, l’algorithme va en parallèle tester toutes les stations virtuelles qui lui sont associées. Si la modification des caractéristiques temporelles d’une station lui assure sa conservation dans l’événement via une amélioration de la qualité de sa reconstruction, le changement est conservé.

Test des stations *Threshold 1* dans un premier temps : Les stations Th1 sont des stations qui n’ont pas franchi les conditions de déclenchement d’ordre supérieur mais qui ont été ajoutées via leur compatibilité spatio-temporelle à l’événement sur la simple base de la vitesse de la lumière. C’est donc ces stations qui sont dans un premier temps testées par l’algorithme. Prenons l’exemple d’une station Th1 présente dans un événement de multiplicité huit avec une probabilité de χ^2 après reconstruction de $10^{-6}\%$. Il peut être possible de trouver une configuration avec une probabilité de 1.235% pour laquelle la station Th1 est conservée et deux stations ToT sont rejetées, et une autre configuration en ne supprimant la station Th1 et une station ToT avec une probabilité finale de 1.236%. Pour éviter cela, les stations Th1 sont dans un premier temps

testées indépendamment du reste des stations. Si une amélioration de la reconstruction est possible via le rejet d'une station Th1, cela est fait et ensuite seulement, les autres stations de l'événement sont testées.

L'ensemble de ces améliorations a été apporté à l'algorithme *Top-Down* mais est aisément adaptable à l'algorithme *Bottom-Up*, bien qu'un changement dans la sélection officielle des stations soit souhaitable.

Résultats des changements implémentés

Dans ce paragraphe les résultats des changements apportés dans l'algorithme TD sont présentés tant à l'échelle de l'événement qu'à l'échelle des stations.

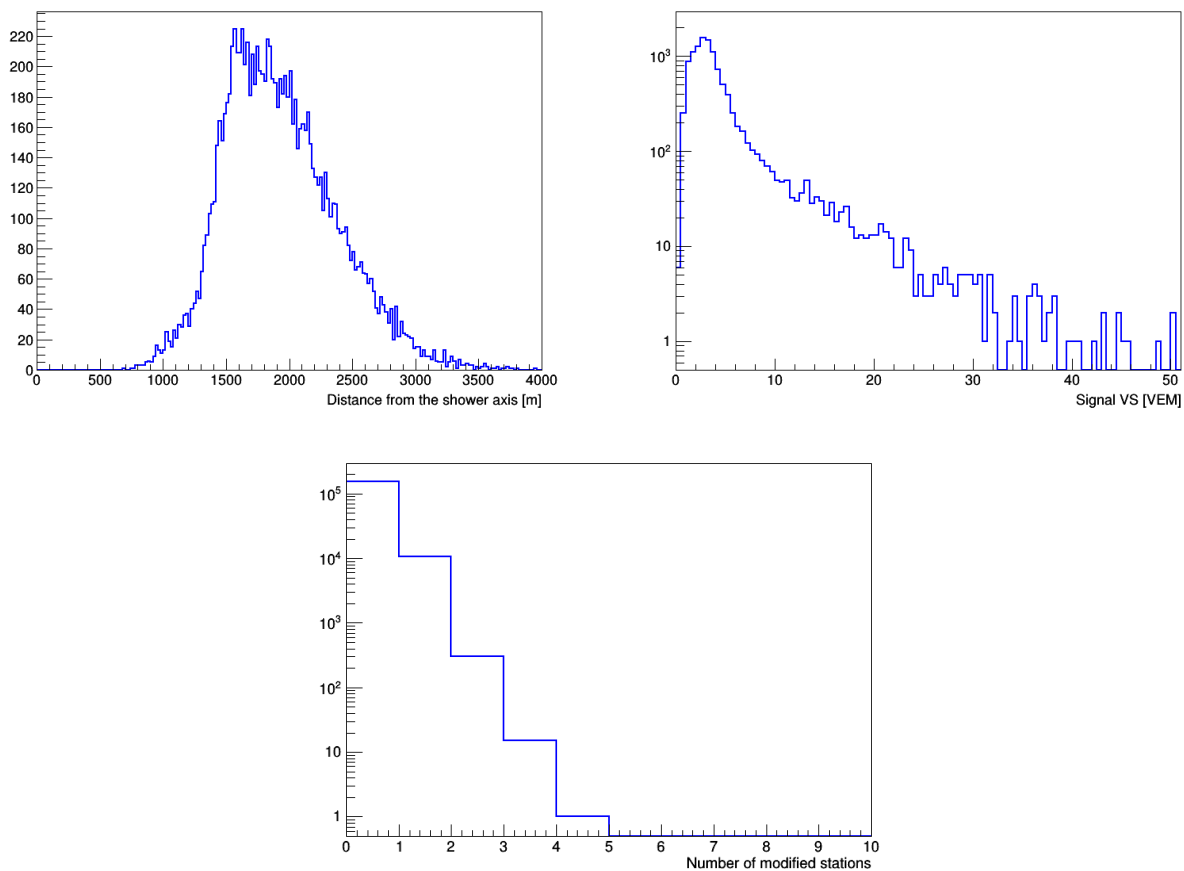


Figure 3.12 – Caractéristiques des stations modifiées. En haut, à gauche, distribution en distance par rapport à l'axe de la gerbe des stations modifiées et à droite, distribution en signal de ces mêmes stations. En bas, nombre de stations modifiées dans un événement.

Quelles stations sont concernées par les changements ? Les changements dans l'algorithme TD modifient ou rejettent les stations d'un événement. Sur la figure 3.12 les caractéristiques en distance et en signal des stations modifiées, ainsi que le nombre de stations modifiées dans un événement, ne considérant que les événements de multiplicité supérieure à quatre cuves après passage dans le nouvel algorithme de sélection. Environ 7% des événements voient au moins une de leurs stations avec un temps de début d'intégration du signal modifié. Parmi ces événements modifiés, 2.7% enregistrent la modification de deux stations et 0.1% ont trois cuves modifiées. Ces stations sont à une distance moyenne de l'axe de la gerbe autour de 1900 mètres, ce qui représente un signal moyen pour ces stations d'environ 4.3 VEM. Comme attendu, les stations impactées par l'optimisation de l'extraction du signal sont à une distance de l'axe pour laquelle la composante électromagnétique des gerbes atmosphériques

est en partie absorbée. La figure 3.13 montre un exemple pour lequel la nouvelle sélection permet une amélioration de la probabilité de χ^2 de $10^{-12}\%$ à 6% via la modification de deux stations.

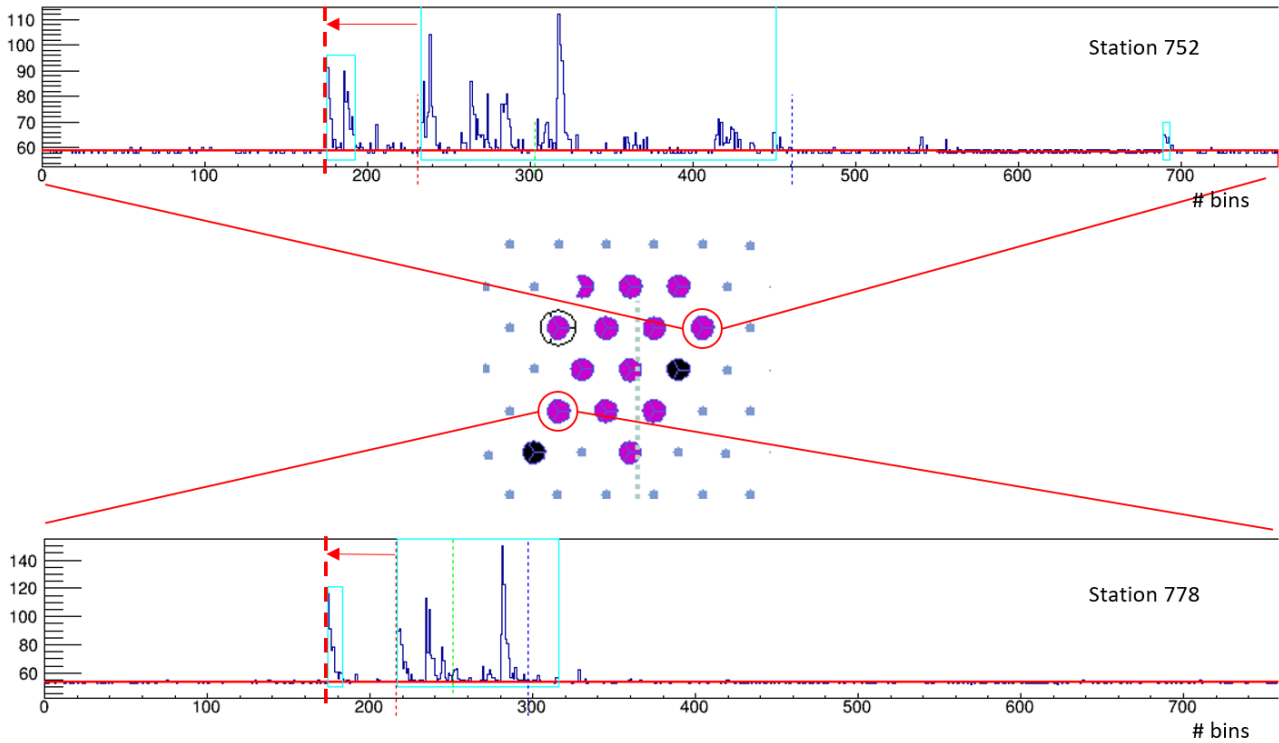


Figure 3.13 – Événement 91408356000 pour lequel les stations 752 (en haut) et 778 (en bas) voient leur temps de début d'intégration du signal modifié selon les flèches rouges indiquées. Ces modifications permettent la conservation de ces deux stations dans l'événement alors que la sélection officielle demande leur rejet de l'événement.

Quel impact sur la reconstruction angulaire ? Principaux paramètres à extraire de la reconstruction géométrique, les angles θ et φ sont en moyenne peu impactés par les changements implémentés en comparaison avec l'algorithme actuel comme illustrés sur la figure 3.14 via la présentation de la différence relative entre les valeurs des angles obtenus. Moins de 1.3% des événements présentent une différence relative de leurs angles supérieure, en valeur absolue, à 10%. Ces queues de distributions sont composées d'événements de basse multiplicité pour lesquels une station pathologique sélectionnée par l'algorithme actuel est désormais rejetée.

La reconstruction géométrique détermine également la détermination du temps auquel l'axe de la gerbe atteint le sol. Ce temps étant contraint par les stations les plus proches du cœur n'est pas impacté par les changements de la sélection puisque les stations présentant le plus fort signal ne sont ni modifiées, ni supprimées.

Quel impact sur la courbure du front de gerbe ? Le dernier paramètre ajusté lors de la reconstruction de la géométrie de la gerbe est son rayon de courbure qui est une observable indirecte de la nature du primaire qui a initié la gerbe atmosphérique. Sa détermination est donc cruciale pour certaines études de composition avec le réseau de surface comme par exemple celle effectuée par Van Aar and Timmermans [2015]. Le rayon de courbure est ajusté seulement lorsque la multiplicité d'un événement est supérieure à quatre cuves, sinon son estimation, en mètres, est donnée par la paramétrisation suivante :

$$R = \frac{7500}{\cos \theta}. \quad (3.16)$$

Sur la figure 3.15 (à gauche) il est possible d'observer que la nouvelle sélection n'impacte que peu la reconstruction du rayon de courbure avec une moyenne pour la distribution des différences relatives de

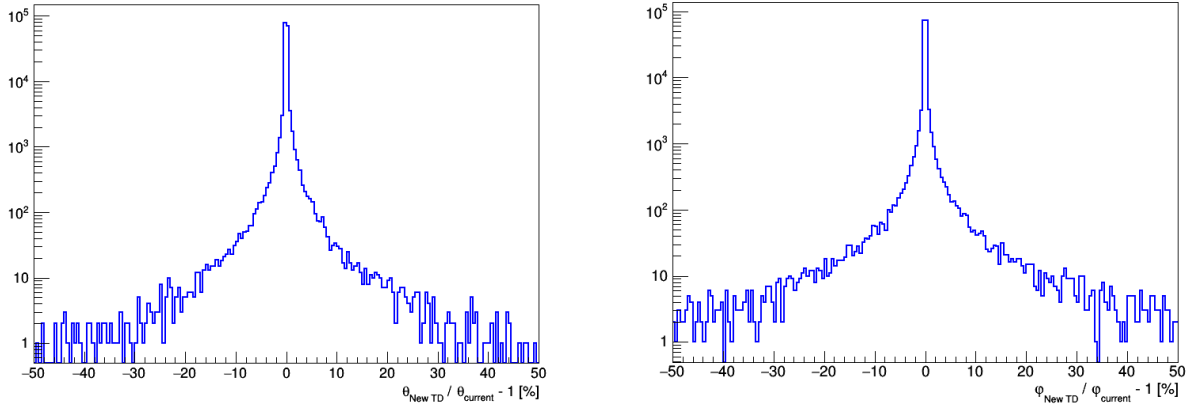


Figure 3.14 – Différences relatives en angle zénithal (à gauche) et azimutal (à droite) entre la reconstruction avec le nouvel algorithme *Top-Down* et avec l’algorithme actuel de sélection.

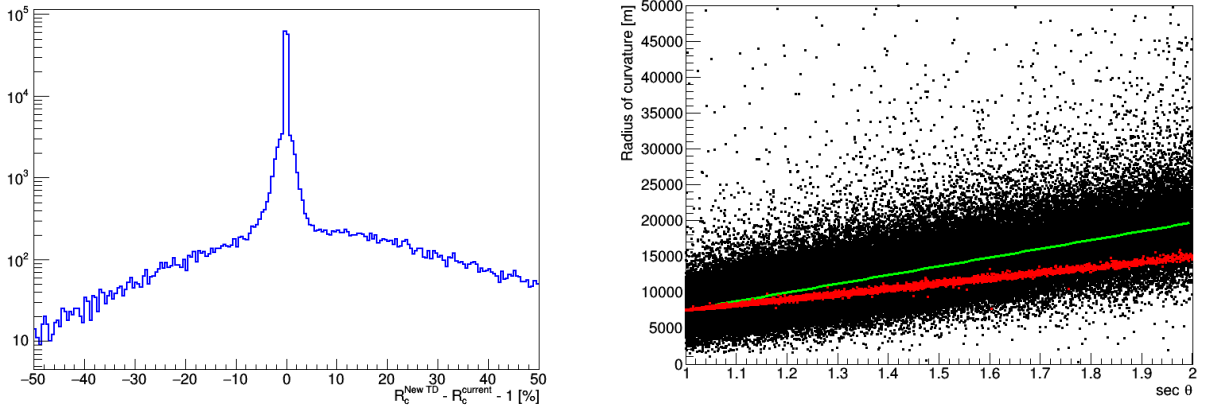


Figure 3.15 – A gauche, différence relative du rayon de courbure du front de gerbe entre la reconstruction avec le nouvel algorithme *Top-Down* et avec l’algorithme actuel de sélection. A droite, distribution des rayons de courbure en fonction de l’angle zénithal θ . Les points noirs et rouges représentent respectivement les événements de multiplicité supérieure à 4 et égale à 4. La courbe verte indique le meilleur ajustement de la distribution des rayons de courbures pour les événements avec plus de quatre cuves selon l’équation $R_c = (12200 \pm 32) + (4678 \pm 45) \text{sec } \theta$.

0.76%. Malgré les faibles variations des cosinus directeurs u et v , de larges queues sur la distribution de la figure 3.15 apparaissent et contiennent 11% des événements avec une différence relative supérieure à $\pm 10\%$. La majeure partie de ces queues s’explique par le problème d’estimation du rayon de courbure en amont de la reconstruction illustrée sur la figure 3.15 à droite. Sur cette figure, les événements de multiplicité supérieure à quatre cuves sont représentés en noir tandis que ceux de multiplicité égale à quatre cuves sont en rouge. Pour ces derniers la détermination du rayon de courbure est effectuée selon l’équation 3.16 . Il apparaît alors que l’estimation du rayon de courbure par cette paramétrisation ne permet pas de reproduire les variations du rayon de courbure en fonction de l’inclinaison de la gerbe. La nouvelle paramétrisation proposée, après ajustement sur les événements avec plus de quatre stations s’exprime, en mètres, comme suit : $R = (12200 \pm 32) - (4678 \pm 45) \text{sec } \theta$.

Quelle conséquence sur la distribution des probabilités de χ^2 ? Deux types de changements ont été apportés à l’algorithme TD. Le premier consiste en un test de toutes les stations, à commencer par les stations Th1 et s’applique à l’ensemble des événements. Le second en effectuant un test sur la probabilité de χ^2 est limité par la valeur seuil considérée et ne s’applique qu’aux 24000 événements du premier intervalle de probabilité. Ces événements les plus pathologiques ont pour presque

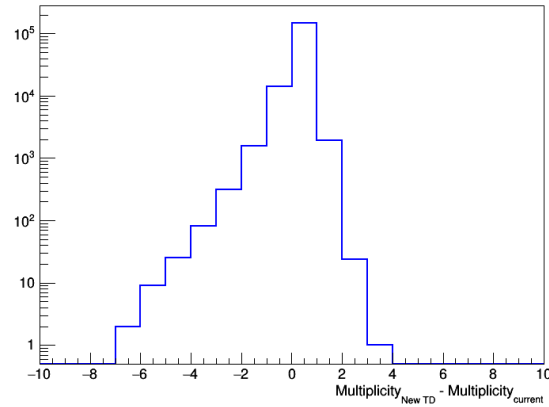


Figure 3.16 – Impact des modifications implémentées dans l'algorithme *Top-Down* sur la multiplicité, ou nombre de stations, d'un événement.

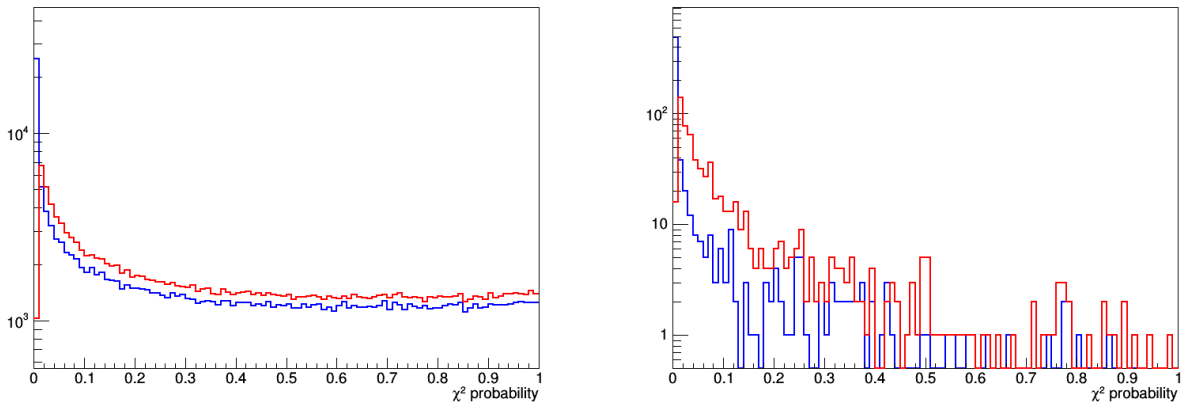


Figure 3.17 – Distribution des probabilités de χ^2 des événements enregistrés avec application du nouvel algorithme TD, en rouge et avec application de l'algorithme actuel de sélection en bleu. La figure de gauche montre la distribution pour les événements dont l'énergie est supérieure à 3 EeV, tandis que la figure de droite montre la distribution pour des événements ayant une énergie reconstruite supérieure à 40 EeV.

la moitié (43%) d'entre eux subi une modification temporelle d'au moins une station qui a ensuite pu s'accompagner de l'exclusion si nécessaire d'une autre station. La figure 3.16 illustre les effets de cette sélection en comparant la multiplicité des événements avec l'algorithme BU actuel sur l'ensemble des événements considérés. Pour 1.2% d'entre eux présente au moins une station supplémentaire par rapport à l'algorithme BU. Ces stations auparavant rejetées de l'événement sont à présent conservées par simple modification de leur temps de début d'intégration du signal t_s . Cette figure a été construite seulement sur les événements de multiplicité supérieure à quatre cuves. Cependant les modifications impactent également les événements à trois cuves et il est alors possible de noter la création d'événements à trois cuves qui, par la sélection officielle, ne pouvaient être conservés. Lorsque la modification d'une station n'est pas envisageable, l'algorithme rejette les stations, ce qui impacte moins de 1% des événements testés. On entrevoit sur cette figure les limites du raisonnement que nous avons appliqué puisque des événements voient jusqu'à sept stations supprimées, sous-entendant ainsi une autre origine au comportement de la distribution des probabilités de χ^2 des événements.

L'évolution de la distribution des probabilités de χ^2 est présentée sur la figure 3.17. Les événements impactés par les modifications de la sélection se répartissent sur l'ensemble des valeurs de probabilités. En augmentant l'énergie de l'événement considéré, on comprend que cette sélection est encore insuffisante à elle seule pour obtenir une distribution plate des probabilités de χ^2 . Cette affirmation est confirmée par l'exemple de la figure 3.18 où quatre traces de stations différentes sont représentées

pour un événement avec une probabilité de χ^2 de $10^{-16}\%$. Ces quatre traces appartiennent aux sta-

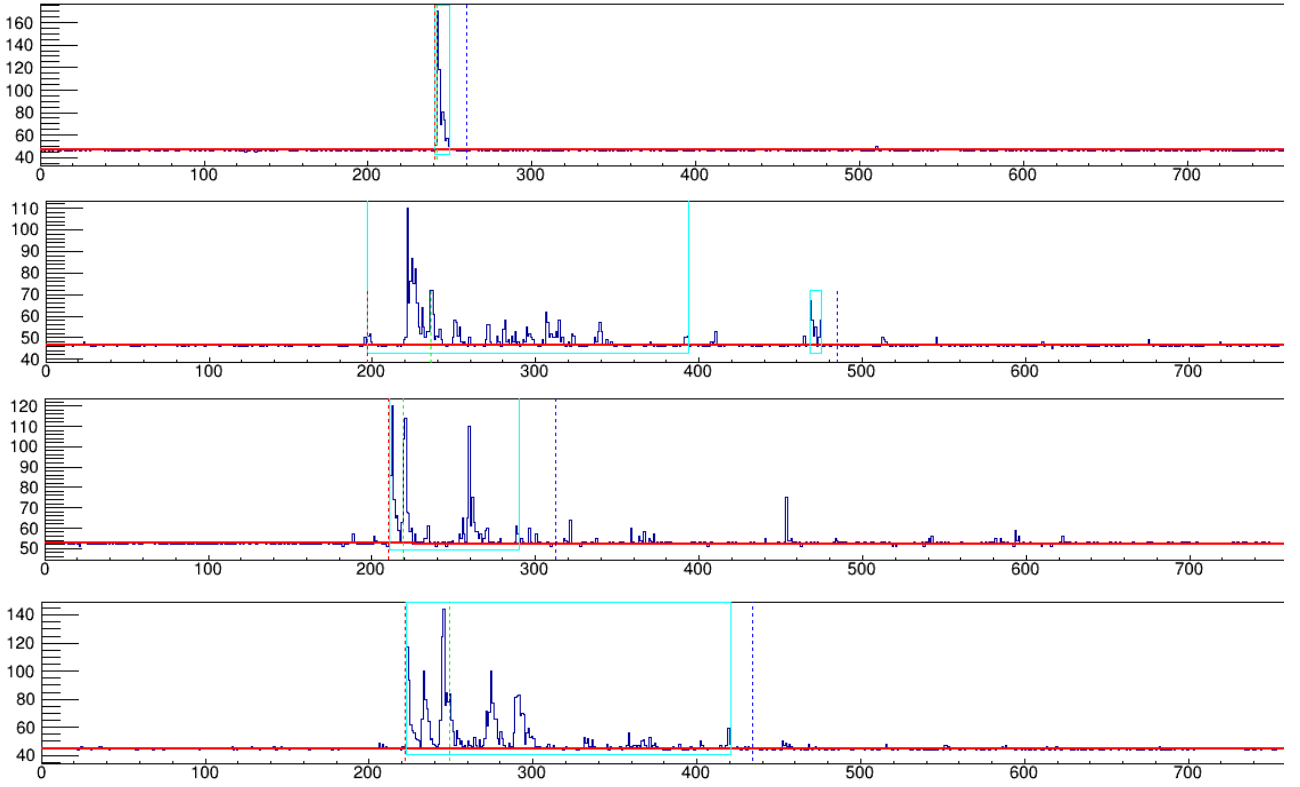


Figure 3.18 – Événement 140305144800 pour lequel quatre stations doivent être rejetées afin d’obtenir une probabilité de χ^2 passant de $10^{-16}\%$ à 8%. Ces stations sont de haut en bas, les stations 1392 (1.7 VEM), 1489 (5.3 VEM), 1594 (4.5 VEM) et 1608 (13.0 VEM).

tions que suppriment l’algorithme afin de pouvoir obtenir une reconstruction caractérisée par un χ^2 acceptable compte tenu de son nombre de degrés de liberté. La première station à supprimer est la station 1392. Cette station n’a franchi que la première condition de déclenchement Th1 et présente un pic fin caractéristique du passage d’un muon dans la cuve. Sa suppression de l’événement n’est donc pas inquiétante. Les trois autres stations, 1489, 1594, 1608 situées en périphérie de l’événement, à plus de 2500 mètres de l’axe de la gerbe sont rejetées afin d’atteindre difficilement une probabilité de 8%. A y regarder de plus près, ces stations présentent des couples $(dt_i[\text{ns}], \sigma(t_{s_i})[\text{ns}])$ respectivement de $(-498.6, 220.6)$, $(-398.8, 84.8)$ et $(-328.9, 77.8)$. Comme indiqué sur la figure 3.1, à ces distances, la largeur du front de gerbe est telle que des incertitudes temporelles inférieures à 100 ns indiquent une sous-estimation de leurs calculs par le TVM.

Les optimisations de l’algorithme TD permettent une nette amélioration des événements sur lesquels elles sont appliquées. De plus, elles impactent peu les résultats de la reconstruction angulaire indiquant ainsi que les stations modifiées ne sont pas celles qui contraignent le plus la géométrie de la gerbe. La suite du chapitre s’intéresse donc à tenter de prouver et de corriger cette sous-estimation à l’aide d’un jeu de données simulées permettant de s’affranchir de la présence de stations fortuites ⁷.

3.4 Correction des incertitudes à l’aide de simulations

La largeur du front de gerbe est soumise à de grandes variations en fonction de la masse et de l’énergie du rayon cosmique incident. D’autre part des événements comme celui présenté sur la figure 3.18 indiquent une sous-estimation du calcul des incertitudes sur les temps d’arrivée des premières

⁷. L’utilisation de simulations pour améliorer l’algorithme de sélection TD n’apporte aucune information supplémentaire, le problème étant la présence de particules fortuites entraînant le déclenchement ou la contamination d’une ou plusieurs stations.

particules dans la cuve pour les stations les plus distantes de l'axe de la gerbe. La suite du chapitre se propose de développer une correction du *Time Variance Model* de l'équation 3.3 via l'utilisation de simulations de gerbes atmosphériques.

3.4.1 Simulations de gerbes atmosphériques avec *EasySim*

La simulation du développement des gerbes atmosphériques initiées par un rayon cosmique est désormais communément effectuée à l'aide de l'ensemble des programmes CORSIKA pour *COsmic Ray SIMulations for KASCADE* développés par les physiciens de la collaboration KASCADE [Heck et al., 1998]. Ces programmes permettent la simulation de gerbes initiées par des protons, noyaux de fer ou encore photons utilisant les modèles d'interactions EPOS-LHC, Sibyll ou QGSJet pour des énergies atteignant 10^{20} eV. Il n'est à l'heure actuelle, compte tenu des ressources informatiques dont nous disposons en libre-service, impossible de suivre toutes les particules produites lors du développement de la gerbe atmosphérique. Pour palier à ce problème, seulement une partie de ces particules est conservée avec un poids statistique proportionnel à l'inverse de son énergie.

Les gerbes CORSIKA sont ensuite analysées par un programme de simulation du détecteur de surface, développé en parallèle aux codes de l'*Herald*, *EasySim* dont une description complète est présentée dans la thèse Martraire [2014]. Une zone d'échantillonnage est définie autour de l'axe de la gerbe, en tenant compte de sa géométrie, permettant une sélection des stations dont la réponse au passage des particules de la gerbe est à simuler. Une seconde zone d'échantillonnage est ensuite définie autour de chacune des stations et est plus large que la surface de la station. Les particules se trouvant dans cette zone sont alors régénérées n fois et leur position est ensuite tirée aléatoirement afin de combler la perte d'informations provoquée par la procédure de simulation des gerbes dans l'atmosphère. L'interaction des particules pénétrant la cuve est ensuite simulée jusqu'à la génération des traces FADC qui vont pouvoir être analysées par les programmes de l'*Herald*.

Pour les études à venir, les gerbes atmosphériques initiées par des protons et des noyaux de fer avec une énergie de $10^{18.5}$ eV (énergie minimale pour laquelle le réseau de surface a une efficacité de 100%), $10^{19.0}$ eV, $10^{19.5}$ eV et $10^{20.0}$ eV ont été simulées arrivant sur le réseau de détecteur paramétré dans *EasySim* avec un angle zénithal de 0° , 18° , 26° , 32° , 38° , 41° , 45° , 49° , 53° et 60° . Pour chaque masse, chaque angle et chaque énergie, 150 gerbes sont simulées afin de prendre en compte les variations d'une gerbe à une autre et la réponse du détecteur au passage de ces gerbes est simulés 100 fois, en modifiant la position du cœur de la gerbe, afin d'augmenter, à moindre coût significativement la statistique.

3.4.2 Comportement angulaire des simulations

L'utilisation des simulations, bien qu'un atout nécessaire, pose le problème de la limite des connaissances que nous avons des phénomènes à décrire. De plus, comme décrit dans le paragraphe précédent il n'est pas possible de suivre les millions de particules produites lors du développement de la gerbe atmosphérique. Afin de s'assurer de l'utilisation des simulations dans le cadre de la reconstruction angulaire, nous avons effectué un test sur le comportement des angles des événements simulés reconstruits. La reconstruction géométrique permet d'extraire les cosinus directeurs u et v . La distribution de leur différence $\Delta u = u - u_0$ et $\Delta v = v - v_0$ suit une distribution gaussienne comme illustrée sur la figure 3.19 et démontrée sur les données des doublets de l'observatoire par Fracchiolla et al. [2008]. L'ajustement d'une distribution gaussienne sur ces deux figures permet de mettre en évidence l'égalité de leurs écarts-types où $\sigma_u = (1.128 \pm 0.007) \cdot 10^{-2}$ et $\sigma_v = (1.127 \pm 0.008) \cdot 10^{-2}$ pour l'exemple présenté. La densité de probabilité associée peut donc s'écrire comme :

$$P_{U,V}(u, v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-((u-u_0)^2 - (v-v_0)^2)/2\sigma^2}.$$

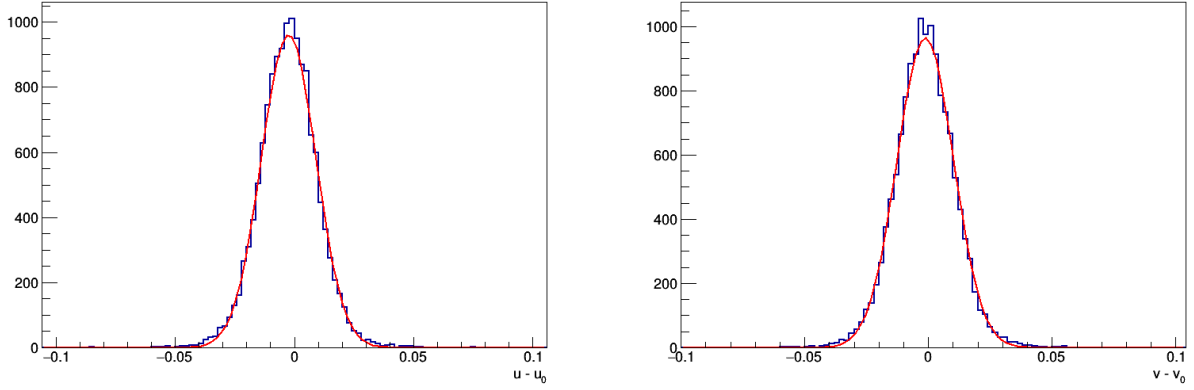


Figure 3.19 – Exemple de la distribution des variables Δu et Δv pour des événements simulés à partir du développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un proton avec une énergie de 10^{19} eV et un angle θ de 0° . Les courbes rouges montrent l'ajustement des distributions selon une loi gaussienne.

En effectuant le changement de variable, $u = \sin \theta \cos \varphi$ et $v = \sin \theta \sin \varphi$, la densité de probabilité associée à une direction d'arrivée (θ, φ) est la suivante :

$$P_{\Theta, \Phi}(\theta, \varphi) = P_{U, V}(u, v) \left[\frac{\partial f(u, v)}{\partial \theta}, \frac{\partial f(u, v)}{\partial \varphi} \right] \quad (3.17)$$

$$= \frac{\sin \theta \cos \theta}{2\pi\sigma^2} e^{-\sin^2 \theta / 2\sigma^2} \cdot e^{-\sin^2 \theta_0 / 2\sigma^2} \cdot e^{(\sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0)) / \sigma^2}. \quad (3.18)$$

L'intégrale de l'équation 3.18 sur $\varphi \in [0; 2\pi]$ permet de déterminer la densité de probabilité que doit suivre l'angle zénithal θ et est donnée par :

$$P_{\Theta}(\theta) = \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sigma^2} e^{-\sin^2 \theta / 2\sigma^2} \cdot e^{-\sin^2 \theta_0 / 2\sigma^2} \cdot I_0 \left(\frac{\sin \theta \sin \theta_0}{\sigma^2} \right) \quad (3.19)$$

expression dans laquelle $I_0 \left(\frac{\sin \theta \sin \theta_0}{\sigma^2} \right)$ est la fonction de Bessel modifiée du premier ordre. Sur la figure 3.20 la distribution de l'angle reconstruit θ est présentée pour trois angles injectés 0° , 26° et 53° . Les trois distributions en angle des événements simulés suivent la densité de probabilité de l'équation 3.19 avec les mêmes largeurs que les distributions de Δu et Δv . L'intégration de l'équation 3.18 est possible et conduit à une formulation qui n'a pas été jugée intéressante de démontrer dans ce paragraphe et conduit également, pour des angles $\theta > 0^\circ$ à une distribution gaussienne de même écart-type. Les simulations générées à l'aide des programmes CORSIKA et *EasySim* présentent donc des

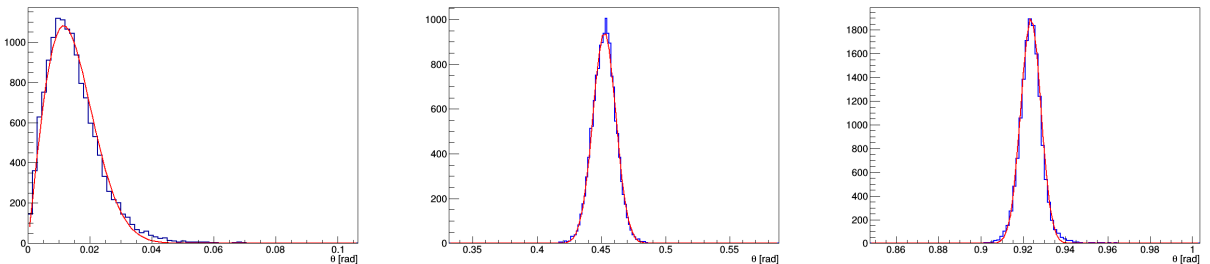


Figure 3.20 – Distribution des angles zénithaux θ reconstruits pour des événements simulés à partir de gerbes initiées par un proton avec une énergie de 10^{19} eV et un angle θ de 0° , 26° et 53° . Les courbes rouges montrent l'ajustement de ces distributions selon l'équation 3.19.

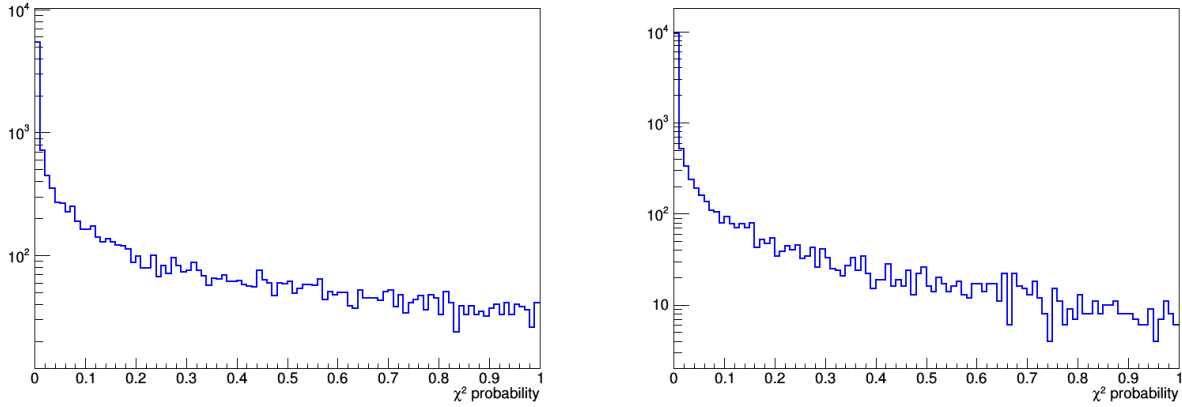


Figure 3.21 – Distributions des probabilités de χ^2 pour les événements simulés par un proton d'énergie de 10 EeV avec un angle de 0° et 53° .

distributions en angles se comportant comme espéré, assurant de ce fait leur utilisation dans la suite. La reproduction des données par les simulations peut être également vue en considérant les distributions des probabilités de χ^2 reportées sur la figure 3.21. Nous pouvons remarquer que la reconstruction des événements simulés souffre des mêmes difficultés que celle des données de l'observatoire, assurant que la solution se trouve dans une amélioration de la reconstruction géométrique et que le problème n'est pas seulement dû à une série d'événements fortuits contaminant le jeu d'événements sélectionnés. Afin de corriger la sous-estimation des incertitudes temporelles par le TVM, nous allons dans la suite utiliser les simulations pour lesquelles les signaux extraits proviennent des particules d'une gerbe.

3.4.3 Dépendance du *Time Variance Model* avec la distance

Preuve de la dépendance sur les paramètres a et b

Les différents modèles de calcul des incertitudes des temps de début d'intégration du signal ne permettent actuellement pas d'obtenir une distribution plate des probabilités de χ^2 . Les dernières études sur les coefficients a et b de l'équation 3.3 ont montré une dépendance des ces deux paramètres avec l'angle zénithal mais n'ont pas pu conclure quant à la dépendance de ces paramètres en fonction de la distance. Sur la figure 3.22 sont représentées les évolutions respectives des paramètres a et b en

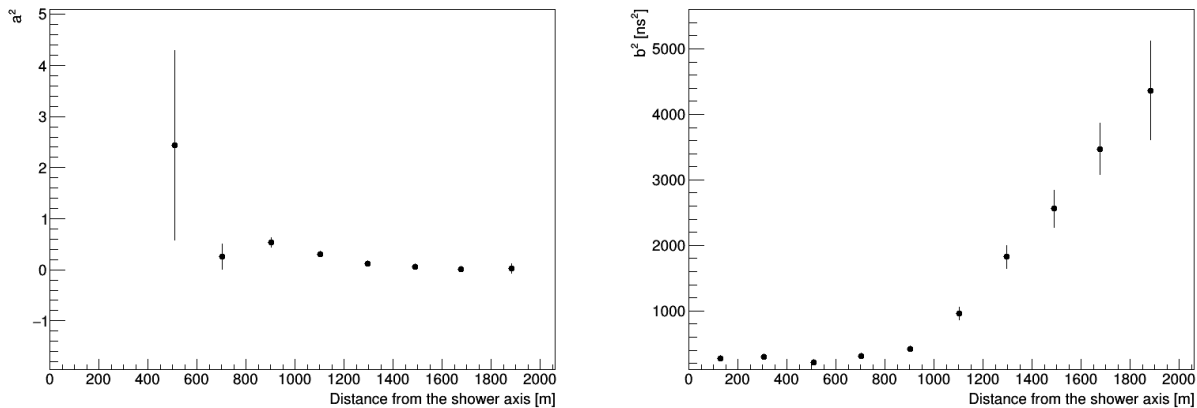


Figure 3.22 – Distribution des paramètres a (à gauche) et b (à droite) en fonction de la distance par rapport à l'axe de la gerbe.

fonction de la distance à l'axe de la gerbe, obtenues en suivant la procédure développée dans le para-

graphe 3.1.2 pour différents intervalles en distance. Il apparaît désormais clairement une dépendance du *Time Variance Model* avec la distance des stations.

Correction du TVM à l'aide des simulations

L'objectif du TVM est de décrire les incertitudes temporelles dues à la largeur du front de gerbe, ainsi à une distance donnée, la distribution des temps de début d'intégration du signal des stations par rapport au temps du cœur de la gerbe $t_{\text{cœur}}$ permet de mesurer la largeur du front de gerbe. C'est dans cette optique qu'intervient l'utilisation des simulations. Celles-ci étant affranchies de tout élément fortuit, il est alors possible de mesurer la largeur de ces distributions en temps qui correspond à la largeur du front de gerbe. En parallèle, la distribution des incertitudes calculées par le TVM, dans le même intervalle de distance, est également considérée. La différence entre la moyenne de la

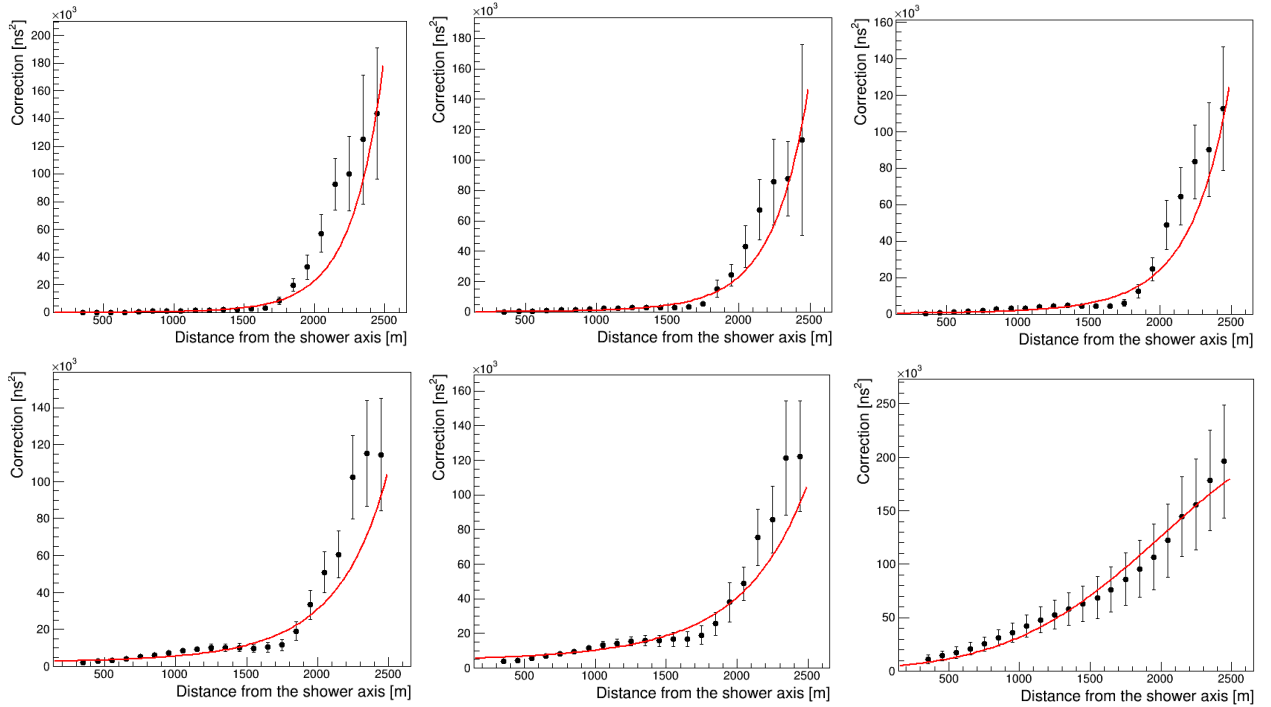


Figure 3.23 – Distribution de la différence entre la dispersion des temps de début t_s et la moyenne des incertitudes calculées par le TVM, $\sigma(t_s)$ pour des angles zénithaux de 0° , 26° , 38° (en haut, de gauche à droite), 45° , 53° et 60° (en bas, de gauche à droite). Les courbes rouges représentent le meilleur ajustement obtenues selon l'équation 3.21.

distribution $t_s - t_{\text{cœur}}$ et la dispersion des distributions des incertitudes du TVM est illustrée sur la figure 3.23 pour différents angles d'injection θ_0 du rayon cosmique de 0° , 26° , 38° , 45° , 53° et 60° . La sous-estimation de la largeur du front de gerbe apparaît comme une évidence quel que soit l'angle considéré. Pour des gerbes verticales, cette sous-estimation commence pour des stations au-delà de 1500 mètres. Au fur et à mesure que l'angle zénithal augmente, la composante électromagnétique de la gerbe est absorbée, réduisant la fenêtre temporelle d'intégration du signal sur la trace et donc le temps t_{50} sur lequel l'équation 3.3 s'appuie. La correction à appliquer sur le calcul des incertitudes temporelles est alors définie par :

$$\sigma_{\text{correction}}^2(\theta, r) = \sigma_{t_s - t_{\text{cœur}}}^2(\theta, r) - \langle \sigma_{\text{TVM}}^2(t_s) \rangle \quad (3.20)$$

La fonction utilisée permettant le meilleur ajustement de $\sigma_{\text{correction}}^2(\theta, r)$ est la suivante :

$$\sigma_{\text{correction}}^2(\theta, r) = 10^{\alpha(r) + \beta(r) \cos \theta + \gamma(r) \cos^2 \theta} \quad (3.21)$$

où les coefficients $\alpha(r)$, $\beta(r)$ et $\gamma(r)$ portent la dépendance de la correction en la distance selon un polynôme du second degré. L'ensemble des paramètres constituant la correction est reporté dans la table 3.1. Le meilleur ajustement est illustré par les courbes rouges sur la figure 3.23. Cet ajustement

Paramètre de la correction	Unité	
$\alpha_0 \pm d\alpha_0$		-2.58 ± 0.06
$\alpha_1 \pm d\alpha_1$	m^{-1}	$(9.21 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$
$\alpha_2 \pm d\alpha_2$	m^{-2}	$(-2.16 \pm 0.03) \cdot 10^{-6}$
$\beta_0 \pm d\beta_0$		20.19 ± 0.10
$\beta_1 \pm d\beta_1$	m^{-1}	$(-2.396 \pm 0.007) \cdot 10^{-2}$
$\beta_2 \pm d\beta_2$	m^{-2}	$(5.43 \pm 0.04) \cdot 10^{-6}$
$\gamma_0 \pm d\gamma_0$		-15.93 ± 0.09
$\gamma_1 \pm d\gamma_1$	m^{-1}	$(1.570 \pm 0.008) \cdot 10^{-2}$
$\gamma_2 \pm d\gamma_2$	m^{-2}	$(-3.12 \pm 0.04) \cdot 10^{-6}$

Table 3.1 – Coefficients de la correction appliquée pour le TVM selon l'équation 3.21.

souffre de quelques difficultés à reproduire fidèlement les distributions de $\sigma_{\text{correction}}^2(\theta, r)$. Pour les distances entre 1500 et 2000 mètres, la correction est surestimée d'environ $\sqrt{2000}$ ns tandis qu'au delà, la correction est encore sous-estimée. Conscient de ces imperfections, nous avons testé l'effet de l'application de la correction sur les probabilités de χ^2 de la reconstruction des événements simulés.

Effets sur la probabilité de χ^2

Sur la figure 3.24 les distributions des probabilités de χ^2 pour les événements simulés initiés par un proton à une énergie de 10^{19} eV sont présentées pour les angles θ_0 de 0° , 18° , 26° et 53° . La modification des incertitudes du TVM selon l'équation 3.21 permet d'aplanir la distribution en diminuant la largeur du pic autour des faibles probabilités à seulement l'intervalle de probabilité nulle. Pour les événements simulés avec un angle zénithal supérieur à 20° , la diminution du pic des faibles probabilités se caractérise par une augmentation du nombre d'événements reconstruits avec une forte probabilité de χ^2 . L'effet est d'autant plus important que la gerbe est inclinée. L'application de cette correction sur les données de l'observatoire montre les mêmes résultats (figure 3.25). En vue de comprendre pourquoi un tel comportement était observé lors de l'application de la correction, nous avons revu la procédure de reconstruction depuis ses fondements. La minimisation du χ^2 de la reconstruction géométrique (équation 3.9) suppose une distribution gaussienne de la variable $dt_i/\sigma(t_{s_i})$. Or la figure 3.26 montre, pour des stations à 2000 mètres de l'axe de la gerbe, que cette hypothèse n'est pas vérifiée. L'asymétrie des distributions $dt_i/\sigma(t_{s_i})$ s'observe quelle que soit la distance considérée par rapport à l'axe de la gerbe et s'intensifie avec la distance et avec l'angle zénithal de la gerbe. L'application de la correction développée permet de réduire cette asymétrie pour les événements en dessous de 20° et la sur-corrige au dessus de 20° , comme indiqué par la distribution normale centrée réduite représentée par les courbes pointillées vertes. L'une des limites de notre correction réside dans le fait qu'elle ne prend pas en compte l'asymétrie de la gerbe, ainsi une station à 2000 mètres en amont ou en aval du cœur ne présente pas les mêmes caractéristiques. La sur-corrrection peut alors s'expliquer par une surestimation des incertitudes pour les stations en amont du cœur de la gerbe et explique pourquoi le même effet n'est pas observé pour les événements les plus verticaux pour lesquels l'asymétrie est peu marquée.

Plusieurs pistes peuvent donc être suivies pour l'amélioration de la correction du TVM. La première consiste en une prise en compte de l'asymétrie de la gerbe. En conséquence la méthode de mesure du front de gerbe doit être effectuée pour différents intervalles en angle azimutal réperant les stations autour du pied de la gerbe. La seconde demande de simuler et de paramétrer les distributions de $dt_i/\sigma(t_{s_i})$ en fonction de l'angle et de la distance afin de construire une nouvelle vraisemblance à partir des résultats.

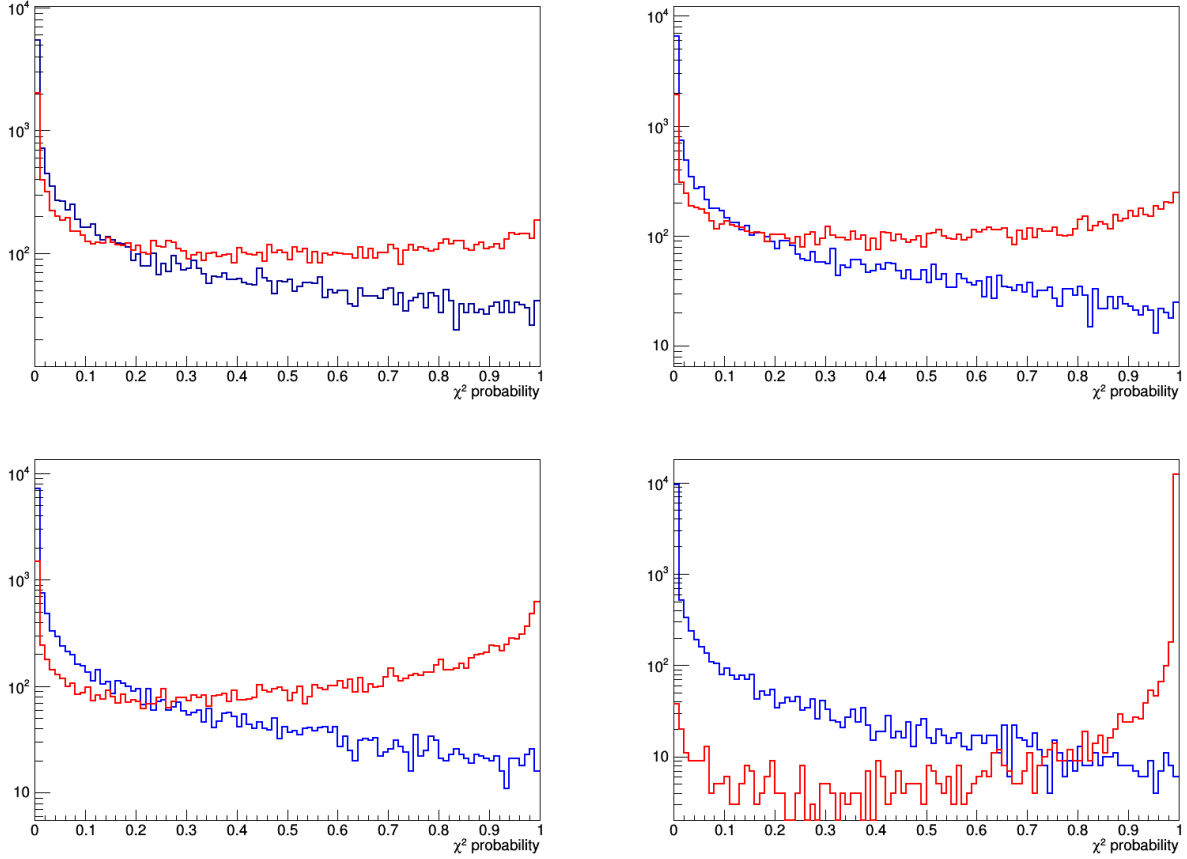


Figure 3.24 – Distributions des probabilités de χ^2 pour les événements simulés par un proton d'énergie de 10 EeV avec un angle de 0° , 18° (en haut, de gauche à droite), 26° et 53° (en bas, de gauche à droite). En bleu sont présentées les distributions sans la correction du TVM et en rouge avec la correction.

3.5 Résolution angulaire

Les limites de la reconstruction angulaire démontrées dans les paragraphes précédents posent la question de notre connaissance de la résolution angulaire de l'Observatoire Pierre Auger.

3.5.1 Des incertitudes de reconstruction à la résolution

Actuellement la résolution angulaire est calculée événement par événement en se basant sur les incertitudes de reconstruction des cosinus directeurs u et v . L'angle η mesurant la différence entre la direction d'arrivée reconstruite (θ, φ) et la direction d'arrivée (θ_0, φ_0) injectée s'exprime en coordonnées sphériques comme $\eta^2 = \Delta\theta^2 + \sin^2\theta_0\Delta\varphi^2$, où $\Delta\theta$ et $\Delta\varphi$ représentent les différences angulaire entre les composantes des directions d'arrivée reconstruite et injectée. La résolution angulaire η_0 est ensuite définie comme l'angle correspondant à 68% de la fonction de répartition de l'angle η . Il a été reporté par Ravignani [2017] une démonstration complète permettant d'exprimer la résolution angulaire comme $\eta_0 \simeq 1.5\sigma(\eta)$ où $\sigma(\eta)$ caractérise la dispersion de la distribution de η . Dans cette même référence il a été montré qu'il est finalement possible d'écrire la résolution angulaire comme :

$$\eta_0 \simeq 1.5\sqrt{\frac{1}{2}(\delta^2\theta + \sin^2\theta\delta^2\varphi)} \quad (3.22)$$

où $\delta\theta$ et $\delta\varphi$ sont les incertitudes de reconstruction des angles θ et φ établies à partir de celles des cosinus directeurs. L'évolution de la résolution angulaire suivant l'équation 3.22 est présentée sur la figure 3.27, pour différentes multiplicités d'événements, avec et sans l'application de la correction des

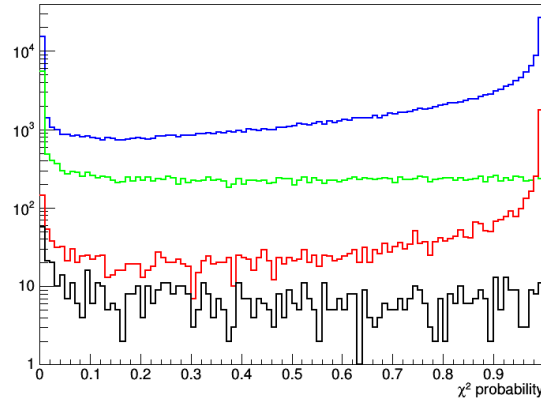


Figure 3.25 – Distribution des probabilités de χ^2 après application de la correction selon l'équation 3.21 pour des événements enregistrés par l'Observatoire Pierre Auger avec une énergie supérieure à $10^{18.5}$ eV pour les courbes bleue et verte et supérieure à 10^{19} eV pour les courbes rouge et noire. Les courbes bleue et rouge montrent les distributions pour tous les angles zénithaux reconstruits tandis que les courbes verte et noire présentent les distributions pour les événements dont l'angle zénithal est inférieur à 20° .

incertitudes du TVM. Sans la correction du TVM, la résolution angulaire diminue avec l'augmentation de l'inclinaison de la gerbe, passant pour une multiplicité de six stations de 0.8° à environ 0.4° . L'application de la correction montre un comportement inverse et surtout des valeurs plusieurs fois supérieures aux précédentes, passant ainsi la résolution pour une multiplicité de six cuves de 1° pour les événements verticaux à 1.8° pour les plus inclinés. Comme nous l'avons vu l'ajout de la correction sur le *Time Variance Model* augmente l'estimation des incertitudes temporelles et les surestime en amont du cœur, aboutissant à une amélioration factice des probabilités de χ^2 puisque les erreurs angulaires de reconstruction $\delta\theta$ et $\delta\varphi$ sont doublées ou triplées pour des stations saines, avec pour finalité une dégradation de la résolution angulaire. L'application de la correction n'a pas d'incidence sur les valeurs des angles mais sur leurs erreurs, ce qui n'est pas de bon augure pour le calcul d'une résolution angulaire événement par événement à partir des incertitudes de reconstruction.

C'est dans ce contexte d'imprécision que les simulations reviennent sur le devant de la scène. Par définition la résolution angulaire est la différence entre la direction d'arrivée reconstruite et la vraie direction du rayon cosmique. Il est alors possible d'écrire la différence d'angle η entre ces deux directions comme :

$$\eta = \cos\theta_0 \cos\theta + \sin\theta_0 \sin\theta \cos(\varphi_0 - \varphi) \quad (3.23)$$

Afin de prendre en compte les effets du TVM sur la reconstruction, nous avons simulé un réseau de doublets pour le même jeu de simulations, en définissant un doublet comme une paire de stations du détecteur de surface, suffisamment proche l'une de l'autre pour observer le même signal. Dans le cas de la procédure de simulations des gerbes CORSIKA et du programme *EasySim* cette distance a été définie de telle sorte que les zones d'échantillonnage des deux stations du doublet ne se superposent pas. Après le passage d'une gerbe, ces paires de stations sont séparées et constituent deux événements que l'on reconstruit indépendamment l'un de l'autre, extrayant alors deux directions d'arrivée (θ_1, φ_1) et (θ_2, φ_2) . Un dernier argument peut-être avancé afin de démontrer qu'une résolution angulaire événement par événement n'est pas fiable en l'état actuel de la reconstruction. Sur la figure 3.28 sont ainsi présentées les distributions en angle θ et la distribution de la résolution angulaire calculée selon l'équation 3.22 pour des angles θ_0 de 0° , 18° et 26° . On s'attend à ce que la dispersion de la distribution en angle soit proche de la moyenne de la distribution de la résolution angulaire.

Dans un premier temps cette figure permet de montrer que l'application du TVM n'a bien aucun impact sur les valeurs reconstruites de l'angle θ et il en va de même pour l'angle φ . L'application de la correction du TVM décale la distribution de la résolution angulaire vers les plus hautes valeurs, augmentant ainsi sa moyenne. En dessous de 20° , l'application de cette correction apporte une meilleure

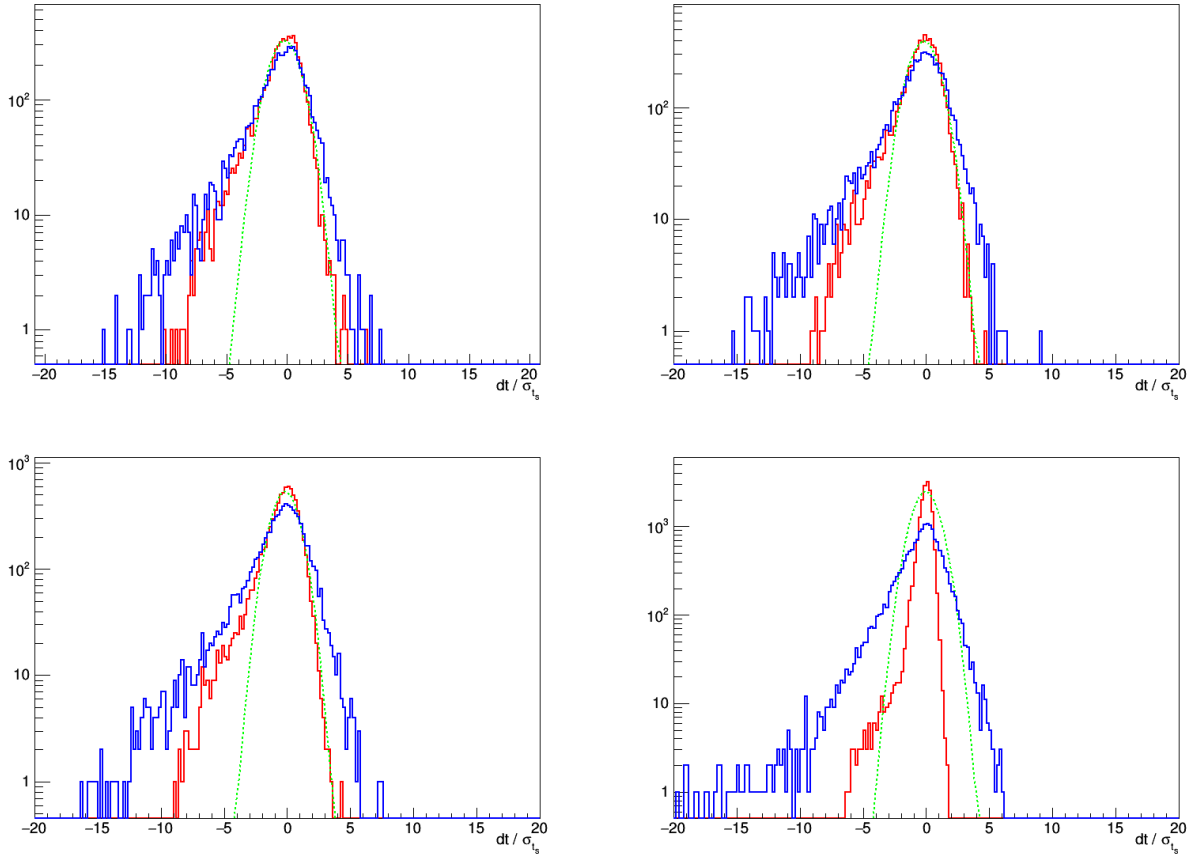


Figure 3.26 – Distribution de la variable $dt_i/\sigma(t_{s_i})$ pour des gerbes simulées, initiées par un proton avec une énergie de 10 EeV, pour des stations distantes de 2000 mètres de l’axe de la gerbe. La distribution bleue présente les résultats sans la correction du *Time Variance Model* tandis que pour les distributions rouges, la correction a été appliquée. La courbe verte indique la distribution normale centrée réduite.

estimation de la résolution angulaire mais la surestime complètement au dessus de 20° . Dans la suite, la correction du TVM n’est donc pas appliquée, ne permettant pas une évaluation correcte de la résolution angulaire du détecteur de surface de l’Observatoire Pierre Auger.

Pour chaque événement simulé sur le réseau de doublet, nous avons donc reconstruit deux directions d’arrivée et établi les distributions de l’angle η pour chaque angle θ_0 et chaque énergie dont nous disposons. Sous l’hypothèse d’une distribution gaussienne des distributions des angles θ et φ , la distribution de η est attendue comme proportionnelle à $e^{-\eta^2/2\sigma^2} \sin \eta$. Chaque distribution de la différence d’angle η est ainsi ajustée à l’aide de cette fonction permettant d’extraire la résolution angulaire η_0 comme $1.5\sigma(\eta)$ encore une fois. Les résultats sont présentés sur la figure 3.29 en haut à gauche pour différentes énergies du proton ayant initiée la gerbe, en bas à gauche pour différentes multiplicités, en bas à droite, pour différentes énergies et différentes masses du rayon cosmique. La première comparaison concerne la figure de multiplicité avec celle de la figure 3.27 à gauche. Le calcul de la résolution angulaire à l’aide de l’équation 3.22 montre bien que cette dernière est sous-estimée d’environ 0.2° pour des angles zénithaux inférieurs à 20° comme nous l’avons constaté. Au fur et à mesure que l’inclinaison de la gerbe augmente, cet écart se réduit, à l’exception de la courbe de multiplicité trois pour laquelle la tendance s’inverse. Lorsque trois cuves seulement constituent un événement, le rayon de courbure du front de gerbe n’est pas considéré dans la reconstruction menant à une surestimation des erreurs de reconstruction et in fine de la résolution angulaire.

Le nombre de particules des gerbes atmosphériques ainsi que leur profondeur de production dans l’atmosphère diffère selon la masse du rayon cosmique ayant déclenché son développement. De ce fait, la largeur du front de gerbe et la résolution angulaire qui en découle après reconstruction sont

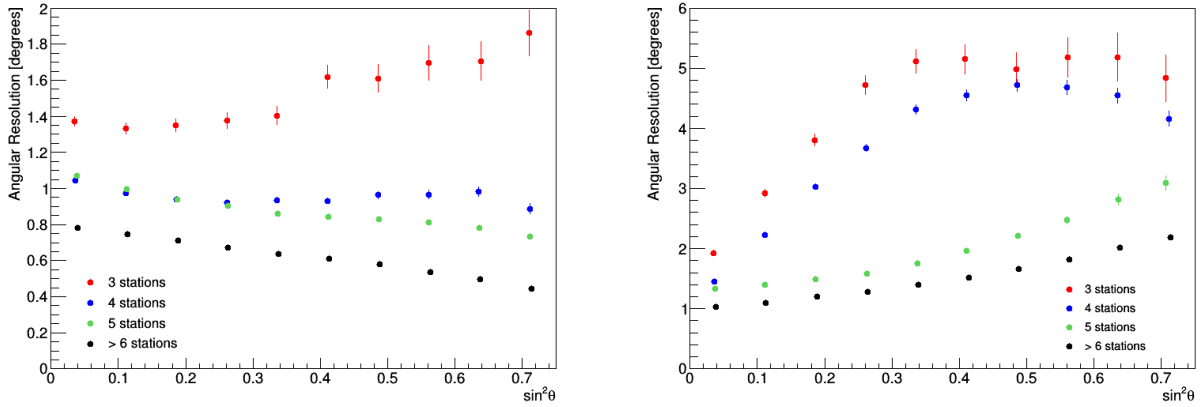


Figure 3.27 – Résolution angulaire en fonction de l'angle zénithal pour des événements enregistrés par l'observatoire et reconstruits sans la correction du TVM de l'équation 3.21 à gauche, et avec la correction à droite.

différentes. La figure 3.29, en bas à gauche, présente donc les résultats pour le proton et le fer à 10 EeV et 100 EeV. Quel que soit l'énergie considérée la résolution angulaire est meilleure lorsque l'on considère une gerbe initiée par un noyau de fer, grâce à une meilleure définition des temps d'arrivée des premières particules dans les cuves.

Enfin la figure 3.29 en haut à droite montre les résultats de la résolution angulaire en comparant la direction reconstruite des événements simulés avec la vraie direction (θ_0, φ_0) du rayon cosmique. Pour des énergies de 3 EeV, aucune différence significative entre les deux courbes n'est à noter. En revanche pour les plus hautes énergies une différence de 0.1° pour des énergies de 10 EeV et de 0.2° à 100 EeV est observée. La simulation d'un réseau de doublet permet donc de prendre en compte les imperfections de la sélection des stations et du calcul de leurs erreurs avec le *Time Variance Model*.

Pour des énergies supérieures à 10^{19} eV, la résolution de l'Observatoire Pierre Auger est inférieure à 1° permettant à l'observatoire Pierre Auger d'atteindre une résolution semblable à celles d'expériences complémentaires. A ces énergies, la production de rayons cosmiques s'accompagne d'une production de photons γ au TeV et de neutrinos au PeV, dont les détections sont par exemple, respectivement assurées par HESS avec une résolution angulaire inférieure à 0.1° et IceCube avec une résolution angulaire de 15° pour les événements *cascades* et autour de 1° pour les événements *tracks*. L'ensemble de ces résultats est en accord avec ceux publiés auparavant par la collaboration Pierre Auger aux mêmes énergies [Bonifazi, 2009].

3.5.2 Validation des résultats sur les données

Doublets du réseau de surface

Au sein du réseau de surface, un hexagone de huit doublets de cuves est toujours en activité, permettant par exemple la calibration du modèle de calcul des incertitudes temporelles. Il est donc possible d'effectuer la même étude que celle menée avec les simulations. 10155 événements 6T5, présentant un angle reconstruit $\theta \leq 60^\circ$ et comprenant au moins trois doublets ont ainsi été sélectionnés pour cette étude. Les doublets sont ensuite séparés pour permettre la reconstruction de deux événements. Les stations n'appartenant pas à un doublet et ayant été déclenchées contribuent aux deux événements, ne permettant pas une reconstruction complètement indépendante des deux événements. Néanmoins la détermination de la différence entre les deux directions selon l'équation 3.23 permet d'estimer la résolution angulaire avec ces événements comme illustré sur la figure 3.27 à gauche. Cette courbe s'accorde en ordre de grandeur avec les précédentes courbes d'évolution de la résolution angulaire. On peut remarquer que pour les événements verticaux, la courbe se rapproche des événements de multiplicité trois qui dominant à ces angles tandis qu'aux plus grands angles zénithaux, plus de cuves peuvent être impactées augmentant la multiplicité et rapprochant la courbe des données de doublets

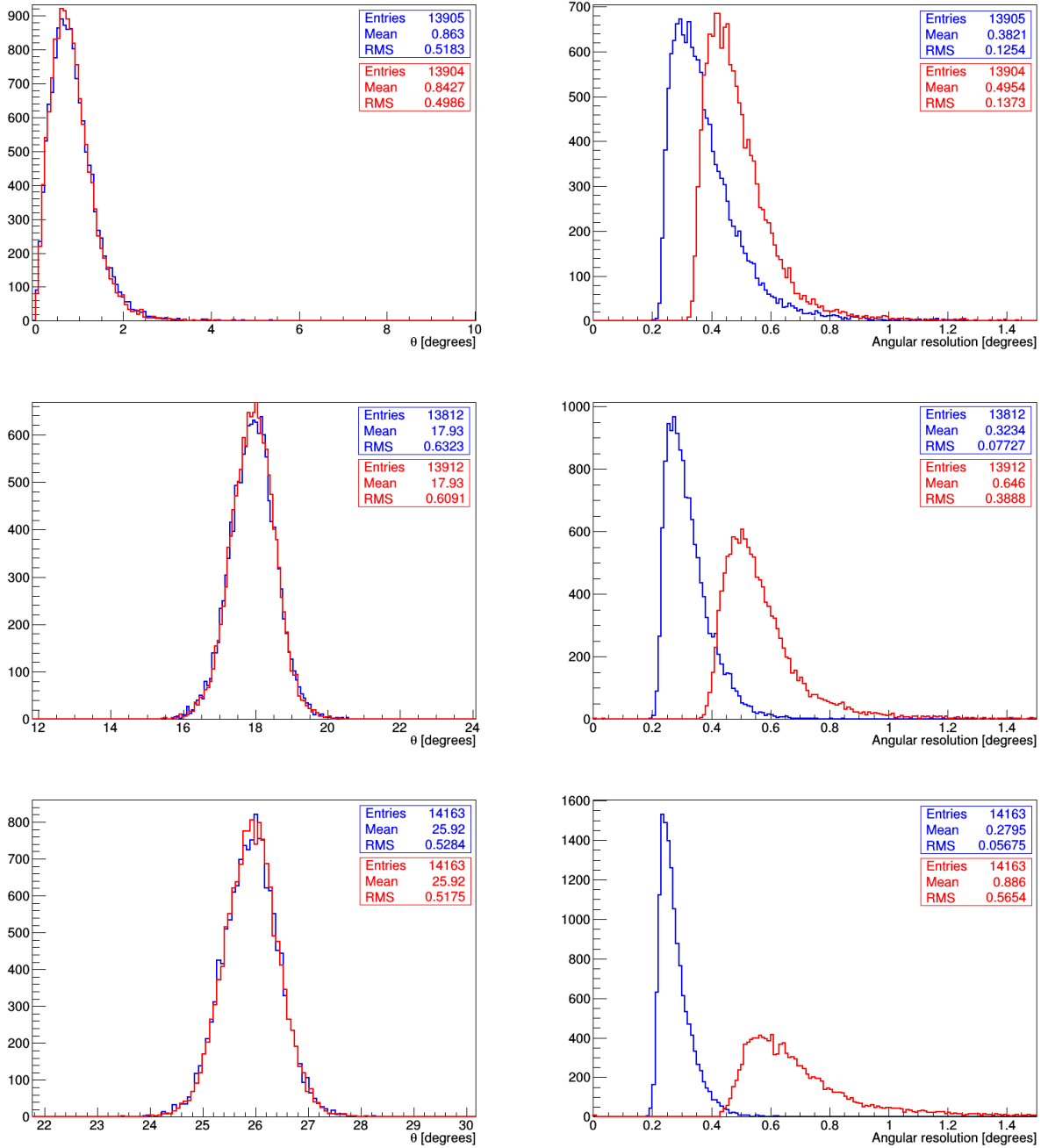


Figure 3.28 – Distributions des angles reconstruits (à gauche) et de la résolution angulaire calculée selon l'équation 3.22 (à droite) pour des événements simulés par un proton avec un angle θ égale, de haut en bas, à 0° , 18° et 26° . L'histogramme bleu correspond aux distributions obtenues avec l'algorithme actuel d'estimation des incertitudes temporelles tandis que l'histogramme rouge tient compte de la correction du TVM développée.

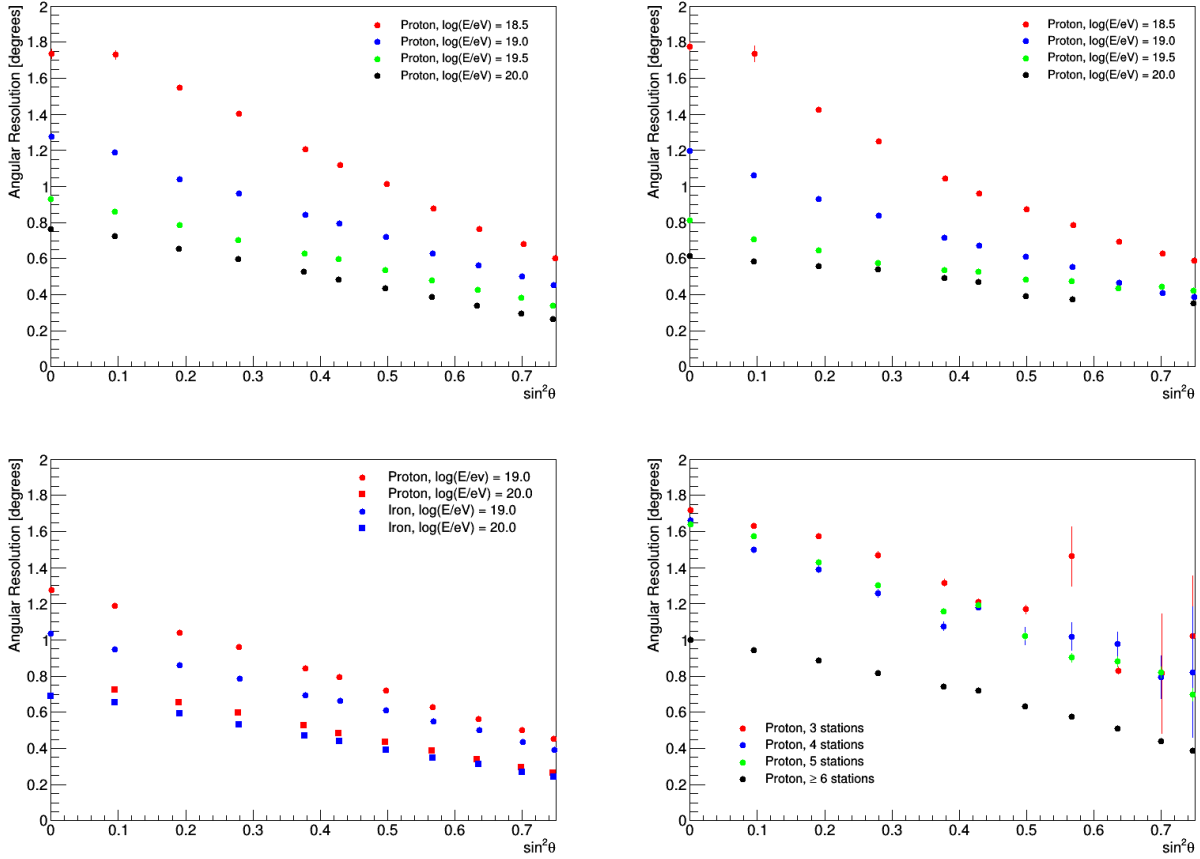


Figure 3.29 – Résolution angulaire en fonction de $\sin^2 \theta$ pour des événements simulés sur un réseau de doublets de cuves. En haut, à gauche, les résultats sont obtenus en comparant les deux directions d'arrivée reconstruites après séparation des stations des doublets. Plus de détails sur cette procédure sont donnés dans le texte. En bas, à gauche, même distribution mais pour des masses de rayons cosmiques différentes. En bas, à droite, même distribution pour des multiplicités différentes. En haut, à droite, les résultats sont obtenus en comparant la direction d'arrivée reconstruite avec celle injectée.

de celle des doublets simulés avec une multiplicité de six cuves. La composition des rayons cosmiques n'étant pas connue pour chaque événement du réseau de surface, il n'est malheureusement pas possible de pousser plus loin la comparaison.

Événements en or

La détection simultanée des gerbes atmosphériques avec les détecteurs de surface et de fluorescence permet d'établir une liste d'événements hybrides dont une partie peut être reconstruite indépendamment par les programmes d'analyses associés à chaque détecteur. Ces événements en or peuvent ensuite être utilisés pour déterminer la résolution du détecteur de surface de l'observatoire. Pour cela, la procédure développée par Bonifazi [2009] est suivie. La détermination de la résolution angulaire du SD s'exprime comme :

$$\eta_{0,SD} = \sqrt{\eta_{0,SD-Hyb}^2 - \eta_{0,Hyb}^2}, \quad (3.24)$$

où $\eta_{0,SD-Hyb}$ représente la différence entre les directions d'arrivée obtenues par la reconstruction SD et la reconstruction hybride, $\eta_{0,Hyb}$ est la résolution de la reconstruction hybride. Cette dernière a été extraite de travaux précédents sur la résolution angulaire du détecteur de fluorescence. La figure 3.27 à droite, montre les résultats de cette procédure pour les 1754 événements en or à notre disposition. Comme pour les données de doublets les résultats s'accordent avec les simulations (à l'exception du point pour $\theta = 60^\circ$) mais la très faible statistique ne permet pas d'en dire davantage.

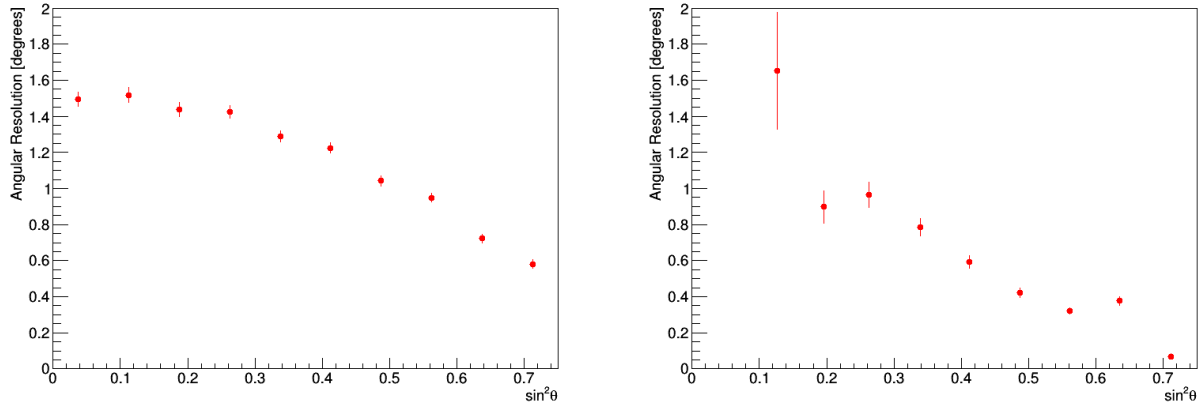


Figure 3.30 – Résolution angulaire obtenue à partir des données des doublets du réseau de surface (à gauche) et des événements en or (à droite).

3.5.3 Simulations complémentaires

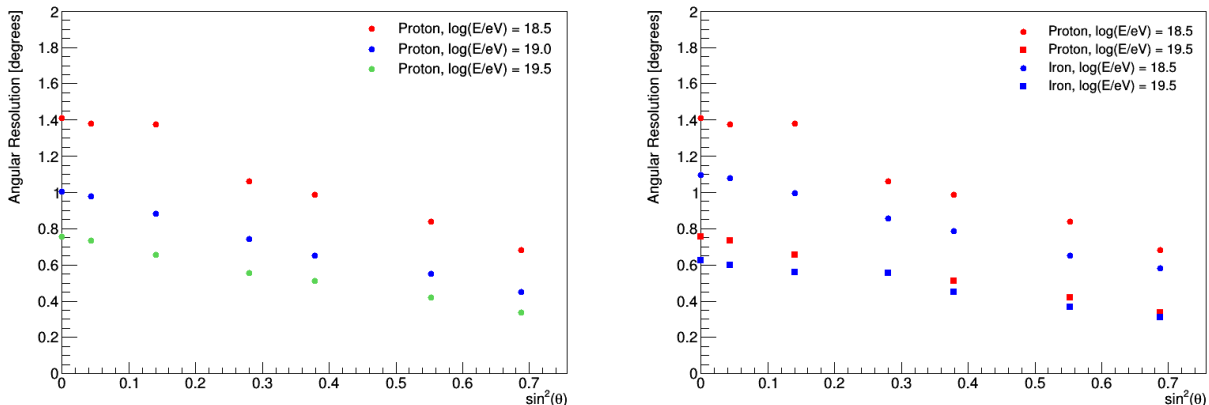


Figure 3.31 – Résolution angulaire en fonction de $\sin^2 \theta$ pour des événements simulés sur à l'aide des programmes de l'Offline. Les résultats sont obtenus en comparant la direction d'arrivée reconstruite avec celle injectée pour différentes énergies de proton (à gauche) et différentes masses de rayon cosmique (à droite).

Tout comme l'*Herald* possède son code de simulation, l'Offline a également développé le sien. Le principe de fonctionnement étant le même que celui des codes *EasySim* développé dans le paragraphe 3.4.1, il ne sera pas détaillé plus dans celui-ci. Les développeurs de l'Offline ont ainsi fourni 120 gerbes atmosphériques pour chacun des angles zénithaux de 0° , 12° , 22° , 32° , 38° , 48° et 56° , et à des énergies de $10^{18.5}$ eV, $10^{19.0}$ eV et $10^{19.5}$ eV et initiées par des protons ou noyaux de fer. En modifiant la position du cœur de la gerbe, chacune d'entre elles est envoyée 50 fois sur un réseau de surface. La différence entre les reconstructions d'arrivée reconstruite et injectée de ces gerbes atmosphériques conduit à l'établissement de la résolution angulaire suivant la même procédure que pour nos gerbes simulées. Les résultats en fonction de l'angle zénithal sont présentés sur la figure 3.31 pour différentes énergies de proton à gauche et pour différentes masses de rayons cosmiques à droite. Les résultats obtenus par l'Offline sont similaires aux résultats présentés dans les paragraphes précédents. Les différences observées entre les résultats reportés sur les figures 3.29 et 3.31 peuvent être imputées à la définition des critères de déclenchement dans les programmes de simulations, la valeur du VEM étant probablement sous-estimée de quelques pourcents.

3.6 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a eu pour but d'expliciter la reconstruction géométrique actuellement appliquée par la collaboration Pierre Auger. Celle-ci permet l'extraction des paramètres de la gerbe que sont les angles θ et φ , le rayon de courbure du front de gerbe et le temps auquel l'axe de la gerbe intersecte la surface du sol. Néanmoins en s'intéressant à la qualité de cette reconstruction via l'établissement des distributions de probabilités de χ^2 nous avons pu montrer que deux points méritaient une attention toute particulière : la sélection des stations ou autrement dit, l'extraction du signal d'intérêt, et le calcul des incertitudes des temps d'arrivée des premières particules dans la cuve. Une tentative de correction du premier point a été développée dans le cadre de l'algorithme de sélection TD et a fait ses preuves, permettant une meilleure extraction du signal des événements considérés comme les plus pathologiques. Les limites de cette amélioration ont permis de mettre en évidence une sous-estimation des erreurs temporelles calculées selon le *Time Variance Model* et de mettre au jour la dépendance des ces erreurs avec la distance par rapport à l'axe de la gerbe. La correction développée basée sur des simulations a tenté d'apporter une réponse à cette sous-estimation mais n'a montré des résultats satisfaisant que pour les événements les plus verticaux enregistrés. L'hypothèse de base de la reconstruction géométrique, selon laquelle les distributions $dt_i/\sigma(t_{s_i})$ suivent une loi gaussienne a été réfutée, laissant sous entendre un besoin de reconsidérer la vraisemblance utilisée. L'ensemble de ces améliorations ont montré la fragilité des erreurs de reconstruction des angles, constituant jusqu'alors la base du calcul de la résolution angulaire. Une méthode plus fiable, basée sur des simulations, a alors finalement permis de déterminer la résolution angulaire de l'Observatoire Pierre et les résultats obtenus ont pu être confirmés via la considération des données de doublets et données hybrides, ainsi que d'un jeu de simulations provenant d'un programme d'analyse complémentaire à celui que nous avons utilisé. L'ensemble des études présentées dans ce chapitre a fait l'objet de nombreuses discussions au sein de la collaboration lors de différentes présentations ainsi que de l'écriture de plusieurs notes internes à la collaboration.

Alors si l'on devait résumer ce chapitre en trois lignes, celles-ci seraient :

- Optimisation de la sélection du signal des stations et de la sélection des stations d'un événement
- Mise en évidence d'une dépendance du modèle de calcul des erreurs temporelles avec la distance
- Établissement de la résolution angulaire du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger à l'aide de simulations, mettant fin à une estimation événement par événement

De l'estimation de l'énergie au spectre des rayons cosmiques

Résumé du chapitre

Après la direction d'arrivée (θ, φ) , l'observable d'intérêt développée dans ce chapitre est l'énergie du rayon cosmique ayant initié une gerbe atmosphérique. Ce chapitre détaille donc la procédure, actuellement en place, développée pour reconstruire l'énergie du rayon cosmique et qui tire avantage du caractère hybride de l'Observatoire Pierre Auger. A partir de l'énergie reconstruite des événements enregistrés il est alors possible de reconstituer le spectre des rayons cosmiques aux énergies les plus extrêmes, dont les derniers résultats sont présentés aux côtés de ceux de l'expérience *Telescope Array*

Dans le chapitre précédent nous avons pu détailler la procédure permettant de reconstruire la géométrie des gerbes atmosphériques : directions d'arrivée (θ, φ) , rayon de courbure R et temps $t_{\text{cœur}}$ auquel l'axe de la gerbe intersecte le sol. Le profil latéral de la gerbe atmosphérique représentant l'évolution du signal enregistré dans les cuves du réseau de surface en fonction de la distance de celles-ci par rapport à l'axe de la gerbe, on comprend la nécessité de définir au préalable la position du cœur et la direction d'arrivée de la gerbe. Les paragraphes qui suivent s'emploient donc à détailler la procédure mise en place pour reconstruire le profil latéral d'une gerbe et pour en extraire l'estimateur d'intérêt en vue de la détermination de l'énergie du rayon cosmique incident.

4.1 Reconstruction du profil latéral des gerbes atmosphériques

Le profil latéral des gerbes atmosphériques décrit l'évolution du signal en fonction de la distance. Sa reconstruction nécessite donc l'extraction du signal pour chaque cuve d'un événement et l'estimation de la distance de cette dernière. Les temps de début et de fin de l'intégration du signal ayant été définis dans le chapitre précédent, l'intégrale du signal en VEM est simplement la somme des signaux de chaque intervalle de 25 ns compris dans cette fenêtre temporelle, dans lesquels la ligne de base a été soustraite. La distance de la station par rapport à l'axe de la gerbe est estimée par $d_i^2 = |\vec{r}_i|^2 - |\vec{r}_i \cdot \hat{n}|^2$. L'asymétrie des signaux due aux caractéristiques géométriques des gerbes atmosphériques et la saturation des photomultiplicateurs conduisent à une estimation erronée du signal enregistré par une station. Avant de présenter la procédure mise en place pour reconstruire le profil latéral d'un événement, nous allons détailler les méthodes déployées afin de corriger, lorsque cela est nécessaire, les signaux des cuves, ainsi que les méthodes destinées à estimer les incertitudes qui y sont associées.

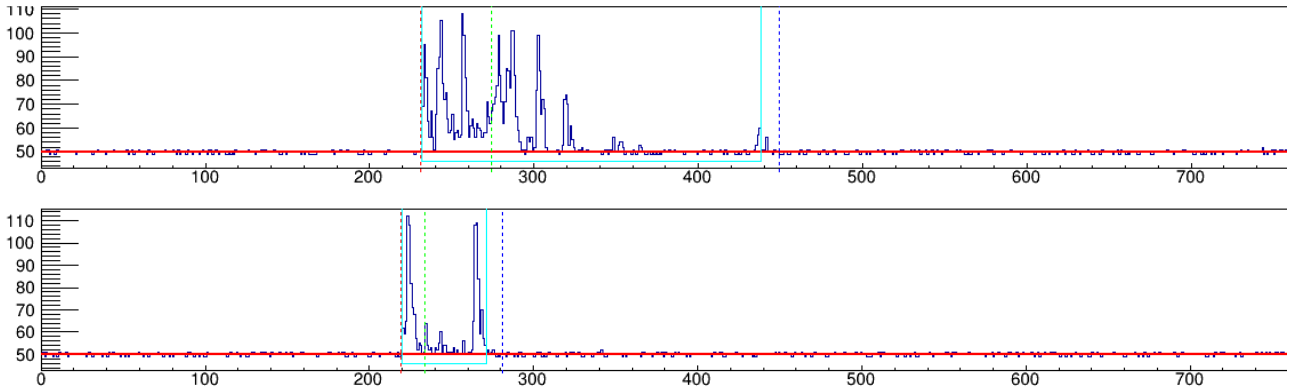


Figure 4.1 – Événement simulé à partir d'une gerbe CORSIKA initiée par un proton avec une énergie de 10 EeV. Les deux traces présentées illustrent l'asymétrie du signal observée, pour des stations à 1500 mètres de l'axe de la gerbe dont l'inclinaison est de 36° . La trace en haut, est extraite de la région en amont du cœur de la gerbe ($\zeta = 0^\circ$) et présente un signal de 10.2 VEM, tandis que celle en bas est extraite de la région en aval ($\zeta = \pi$) et enregistre un signal de 2.87 VEM.

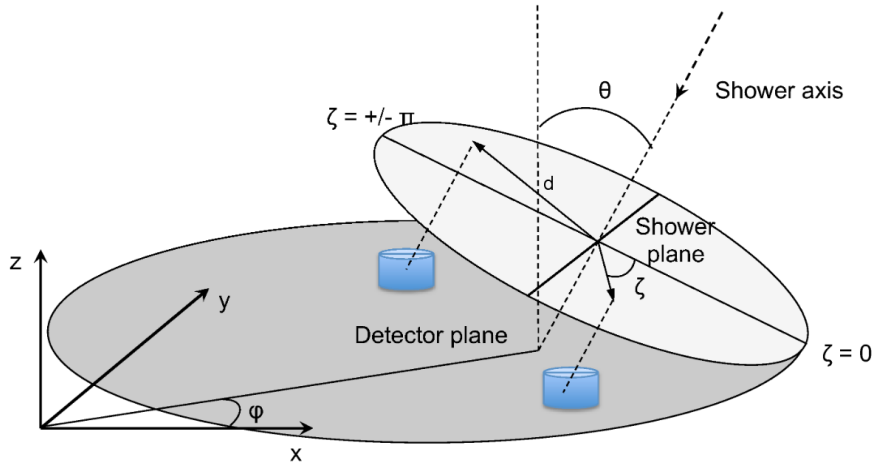


Figure 4.2 – Schéma d'une gerbe atmosphérique. Dans le plan de la gerbe, l'angle ζ est défini afin d'étudier l'asymétrie du signal observé dans les cuves.

4.1.1 Correction de l'asymétrie

L'inclinaison de la gerbe par rapport à la normale à la surface de détection de l'observatoire résulte en une asymétrie des signaux enregistrés dans les stations, tant sur le temps d'arrivée des premières particules que sur l'intégrale du signal. La prise en compte de cette asymétrie est d'ailleurs l'une des pistes envisagées pour l'amélioration de l'estimation des incertitudes temporelles des stations. Deux stations à 1500 m de l'axe de la gerbe, l'une en amont et l'autre en aval du cœur de la gerbe enregistrent, deux signaux différents, comme illustrés sur la figure 4.1 à partir d'un événement simulé. La région en aval traverse une épaisseur d'atmosphère plus importante et voit sa composante électromagnétique en partie absorbée. Cette absorption est d'autant plus importante que l'angle zénithal θ est grand. L'une des optimisations apportées à la reconstruction du profil latéral dans les codes d'analyse de l'*Herald* et absente de ceux de l'*Offline*, est donc la correction de cette asymétrie.

L'asymétrie observée sur les données est également reproduite par les programmes de simulation. De ce fait c'est à partir de ces dernières, pour lesquelles la géométrie est exactement connue, qu'une correction a été développée. De nombreux travaux ont permis d'étudier cet effet, allant même jusqu'à en faire une indication de la masse du rayon cosmique [Dova et al., 2005]. Le signal S de chaque station

d'un événement est ainsi corrigé comme suit :

$$S(d, \zeta, \theta) = S(1 + \alpha(d, \theta) \cos \zeta) \quad (4.1)$$

où θ est l'angle zénithal de la gerbe, d la distance de la station par rapport à l'axe et ζ indique la position de la station dans le plan de la gerbe. Les cuves avec un angle $\zeta < \pm\pi/2$ sont celles en amont du cœur. La figure 4.2 permet de mieux visualiser ces différents paramètres. L'amplitude de la correction $\alpha(d, \theta)$ sur un intervalle angulaire en zénith $[\theta_1, \theta_2]$ s'écrit comme :

$$\alpha(d, \theta) = a_{\theta_2}(d) + (\theta - \theta_2) \frac{a_{\theta_2}(d) - a_{\theta_1}(d)}{\theta_2 - \theta_1} \quad (4.2)$$

La dépendance en la distance est portée par les coefficients a_{θ_i} , ($i = 1, 2$) suivant un polynôme du troisième degré. Cette paramétrisation a été obtenue en considérant des simulations de gerbes atmosphériques, moyennant les signaux à une distance d et pour un angle θ , à toutes les énergies. Cependant des études ont montré que les effets sont plus importants pour des gerbes de basse énergie qui constituent la majorité des événements enregistrés par l'observatoire [Bertou and Billoir, 2000]. Bien que conduisant à des différences de signal importantes, l'asymétrie des signaux ne conduit qu'à un biais sur la position du cœur de la gerbe de quelques dizaines de mètres et son impact sur la direction d'arrivée est inférieure à 0.5° . Les effets sur la reconstruction en énergie sont inférieurs à 1%. Néanmoins, pour des études plus fines participant à la détermination de la composition des rayons cosmiques à l'aide des données du détecteur de surface, cette correction est indispensable.

4.1.2 Voie bas gain saturée : un mur infranchissable ?

La valeur du signal observé par une station dépend de sa distance par rapport à l'axe de la gerbe. Proche de ce dernier, le nombre de particules est tel qu'il peut entraîner une saturation de la carte d'acquisition¹ ou du photomultiplicateur (responsable de l'observation de large *undershoot*) observable sur les deux voies des photomultiplicateurs. Dans ces conditions, la saturation de la dynode n'est plus compensée par l'utilisation de l'anode, comme nous avons pu le voir dans la section 2.4.4. Deux méthodes ont actuellement été développées pour retrouver le signal manquant. La première implémentée dans les deux codes d'analyse combine les caractéristiques des traces des voies haut et bas gain. A partir de l'*undershoot* de l'anode et de la dernière dynode, Arneodo et al. [2005] ont montré qu'il est possible d'estimer le signal de l'anode avec une erreur inférieure à 16%. Considérons un PM saturé sur ces deux voies de sortie, la charge enregistrée de l'anode Q_a est estimée à partir de la charge de la dernière dynode Q_d , des *undershoots* U_d et U_a des voies haut-gain et bas-gain et du nombre de bins de 25 ns saturés (avec une valeur en coups ADC supérieur à 1020) comme :

$$Q_a = \alpha U_d + \beta U_a + \delta Q_d + \gamma N_d + \epsilon \quad (4.3)$$

Les coefficients $\alpha, \beta, \delta, \gamma$ et ϵ sont paramétrés différemment en fonction de l'amplitude de l'*undershoot* U_a ($U_a > 1$ et $U_a \leq 1$).

Dans les algorithmes de l'Offline il est possible de trouver une seconde méthode, dont une description est faite dans [Veberic, 2013], pour estimer le signal perdu à cause de la saturation de l'électronique de la station. Celle-ci fait intervenir les fonctions de Moyal, ajustées sur le signal de la trace afin de reconstruire l'information manquante. Le signal est alors obtenu en intégrant cette fonction sur la fenêtre temporelle définie avec une incertitude inférieure à 10%.

L'histoire ne s'arrête pas là pour les stations saturées. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que leur traitement lors de la procédure de reconstruction de l'énergie du rayon cosmique est défini par l'estimation des incertitudes sur le signal extrait de ces stations.

1. L'échantillonnage des signaux est effectué sur 10 bits. La saturation due à l'électronique de la station se traduit par l'observation d'un ou plusieurs bins avec une valeur de 1023 en coups ADC.

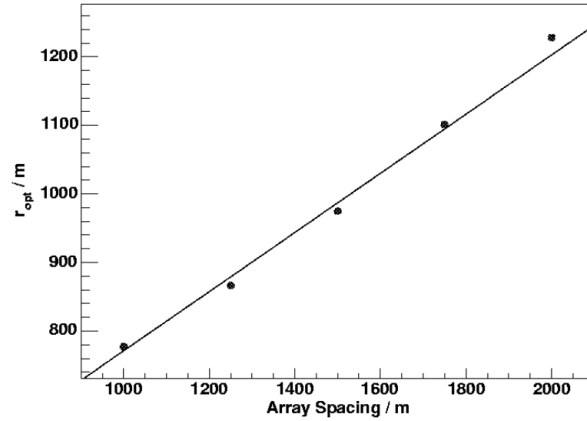


Figure 4.3 – Évolution de la distance optimale moyenne en fonction du pas pour un réseau présentant la symétrie du détecteur de surface de l’Observatoire Pierre Auger. Cette figure est extraite des travaux de Newton et al. [2007].

4.1.3 Incertitude sur le signal d’une station

La précision du signal extrait des traces est estimée en utilisant une fois encore les doublets déployés au sein du réseau de surface. Ces doublets permettent d’estimer les incertitudes sans recourir à l’utilisation de simulations dépendantes du modèle hadronique considéré. La description complète de la procédure pour calculer les incertitudes sur le signal d’une station est développée dans [Pierre Auger Collaboration, 2007]. La première étape de cette étude porte sur la mesure de la différence relative du signal entre les deux stations d’un doublet ; puis pour différents intervalles en angle θ , l’écart-type de cette distribution est déterminé. Ceci conduit finalement à écrire les incertitudes sur le signal d’une station comme :

$$\sigma(S) = (0.32 + 0.42 \sec \theta) \sqrt{S(d)} \quad (4.4)$$

où $S(d)$ est le signal attendu à la distance d , décrit dans le paragraphe suivant.

En ce qui concerne les stations saturées (voies haut-gain et bas-gain de sortie du PM saturées) l’estimation des erreurs est différente et se décompose comme suit :

$$\begin{aligned} \sigma(S) &= \infty, \quad S \geq 2000 \text{ VEM et } S(d) > S, \\ \sigma(S) &= k \sqrt{S(d)}, \quad \text{sinon.} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Le premier cas concerne les stations les plus proches du cœur ($d < 100$ m), saturées, pour lesquelles le signal extrait est sous-estimé avec la procédure actuelle. Plutôt que de fortement contraindre l’ajustement du profil latéral avec ces stations, il a été préféré de ne pas les considérer du tout. Pour les autres stations saturées, le facteur k est égal à 10 ou 16% selon l’amplitude de l’*undershoot* de l’anode.

4.1.4 Lateral Distribution Function

Le signal extrait, et corrigé lorsque cela est nécessaire, d’une station échantillonne le profil latéral de la gerbe atmosphérique à une distance d par rapport à son axe. Afin d’estimer l’énergie du rayon cosmique à partir de son profil latéral, l’observatoire a mis en place une procédure tirant avantage de la mesure simultanée des profils latéral et longitudinal que nous allons détailler. La première étape consiste à ajuster le profil obtenu par la fonction de distribution latérale, LDF (pour *Lateral Distribution Function*) s’exprimant sous la forme d’un polynôme du second degré en échelle logarithmique

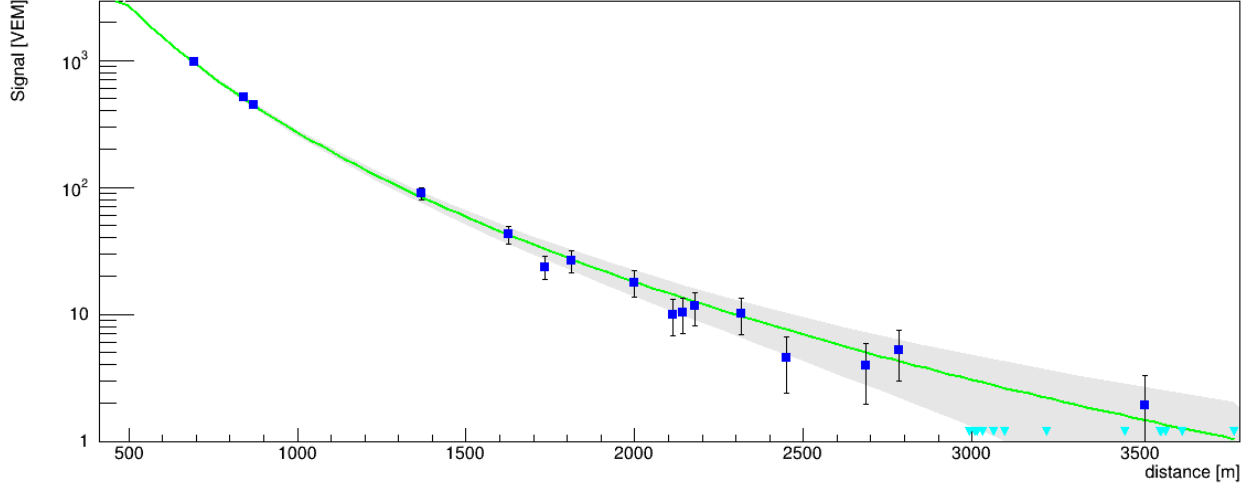


Figure 4.4 – Profil latéral de l'événement 140305144800, reconstruit avec un signal S_{1000} de (270.66 ± 5.59) VEM, correspondant à une énergie de (62.3 ± 6.2) EeV. Les carrés bleus représentent les mesures (d, S) pour chaque cuve de l'événement. Les triangles bleus correspondent aux stations silencieuses. Le meilleur ajustement est indiqué par la courbe verte avec ces incertitudes de reconstruction en gris.

en signal et en distance :

$$S_{\log-\log}(d) = S(d_{\text{opt}}) \begin{cases} \left(\frac{d}{d_{\text{opt}}}\right)^{\beta+\gamma \log \frac{d}{d_{\text{opt}}}} & , d > 300 \text{ m} \\ \left(\frac{d}{300}\right)^{\beta+2\gamma \log \frac{300}{d_{\text{opt}}}} \left(\frac{300}{d_{\text{opt}}}\right)^{\beta+\gamma \log \frac{300}{d_{\text{opt}}}} & , d \leq 300 \text{ m}. \end{cases} \quad (4.6)$$

Cette paramétrisation est directement inspirée des travaux réalisés par Coy et al. [1997] avec l'expérience Haverah Park. Les simulations ont par ailleurs montré la nécessité de modifier l'équation 4.6 pour des distances inférieures à 300 m pour lesquelles une simple loi quadratique, en échelle logarithmique, ne permet pas de décrire de manière satisfaisante les signaux enregistrés, non saturés, par les stations de l'observatoire. Le signal $S(d_{\text{opt}})$, dans l'équation 4.6, correspond au signal d'une station à la distance d_{opt} et permet de caractériser l'empreinte de la gerbe au sol. Il constitue actuellement le meilleur estimateur de l'énergie du rayon cosmique pour un réseau de surface échantillonnant le profil latéral de la gerbe [Hillas, 1970]. La valeur de d_{opt} dépend de la géométrie de l'observatoire, du type de détecteurs utilisés et pour le réseau régulier de l'Observatoire Pierre Auger, il a été montré par Newton et al. [2007] que cette distance est d'environ 1000 m^2 , comme illustré sur la figure 4.3. Pour un réseau possédant un pas de 1500 m , c'est à cette distance que les fluctuations dues aux incertitudes induites par les fluctuations gerbe-à-gerbe sur les paramètres β et γ sont minimales. Les valeurs de ces paramètres sont estimées en fonction de l'inclinaison de la gerbe atmosphérique.

L'ajustement de l'équation 4.6 sur les signaux de chaque station est effectué via la maximisation de la vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_i^{N_s} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(S_i)}} e^{-\left(\frac{S_{\log-\log}(d_i) - S_i}{2\sigma(S_i)}\right)^2} \prod_j^{N_{\text{silent}}} e^{-\frac{S_{\log-\log}(d_j)}{3}} \quad (4.7)$$

Pour les stations ayant passé les critères de déclenchement et de sélection, la distribution des signaux

2. La même étude pour le réseau *Infill* conduit à considérer le signal à une distance de 450 m comme estimateur pour la reconstruction en énergie.

S_i à une distance d_i est décrite par une fonction gaussienne centrée sur $S_{\log-\log}(d_i)$ permettant ainsi d'écrire le premier terme de l'équation 4.7. Un second terme a été ajouté afin d'ajouter une contrainte sur la LDF à grande distance. En effet la distance de certaines stations par rapport à l'axe de la gerbe devrait leur permettre d'observer un signal, si l'on se réfère aux études des probabilités de déclenchement. C'est pour cela que des stations, dites silencieuses, ont été définies. Celles-ci n'ont soit pas reçu de signal du tout, soit reçu un signal ne leur permettant pas de franchir les conditions T1. Dans les deux cas, ces stations, sélectionnées dans un rayon de 5 km par rapport à l'axe de la gerbe, sont considérées avec un signal calculé par l'équation 4.6. Leur contribution dans la détermination de $S(d_{opt} = 1000 \text{ m})$, noté simplement S_{1000} dans la suite, est basée sur les probabilités de déclencher d'une station [Billoir, 2011a]. Actuellement des études sont en cours, on peut par exemple citer [Coleman et al., 2018b], afin d'affiner le traitement des stations silencieuses dans la reconstruction.

Les programmes de l'Offline utilisent une paramétrisation différente de la fonction de distribution latérale basée sur les travaux de Greisen [1956] et Kamata and Nishimura [1958], modifiée de façon à obtenir la paramétrisation suivante :

$$S_{\text{NKG}}(d) = S(d_{\text{opt}}) \left(\frac{d}{d_{\text{opt}}} \right)^\beta \left(\frac{d + 700}{d_{\text{opt}} + 700} \right)^\beta, \quad (4.8)$$

dans laquelle les paramètres β et γ varient avec l'angle zénithal et la valeur de S_{1000} . La formule de la vraisemblance utilisée par ces programmes comprend quatre composantes. On retrouve la composante des stations silencieuses, avec une distribution poissonnienne de leur signal. Pour les stations qui ont passé les seuils de déclenchement, trois cas sont distingués en fonction du signal S_i extrait de la trace enregistrée par la station. Ainsi les stations saturées sont traitées différemment en fonction du succès de la procédure de reconstruction du signal manquant présentée dans la section 4.1.2. Pour des signaux $S_i < 15 \text{ VEM}$, la distribution des signaux à une distance d_i , est dans l'Offline, supposée suivre une loi de Poisson³ et non plus une loi Normale centrée en $S_{\text{NKG}}(d_i)$. L'erreur $\sigma(S_i)$, associée à la mesure du signal est pour toutes les stations calculées selon l'équation 4.4.

Les deux reconstructions ont pour but l'extraction du signal S_{1000} . A noter également que les algorithmes de l'Herald autorisent de laisser libre le paramètre β lors de la procédure de maximisation de \mathcal{L} , lorsque le nombre de stations est supérieur à quatre cuves et qu'au moins une station est à moins de 1000 m de l'axe de la gerbe, permettant de contraindre la valeur de β .

4.1.5 Précision de la mesure en S_{1000}

De même que pour la reconstruction angulaire, pour laquelle nous avons estimé la résolution angulaire, nous allons dans ce paragraphe développer la procédure pour estimer la précision en S_{1000} , provenant des fluctuations des signaux des stations du détecteur de surface, des incertitudes sur la reconstruction de la LDF et des variations d'un événement à un autre. Ce travail, effectué par Lhenry-Yvon and Picard [2018] et inspiré de l'étude présentée dans [Ave, 2007], réutilise les simulations de gerbes atmosphériques présentées dans la section 3.5.3. Le profil latéral de ces gerbes est ensuite échantillonné par un réseau de surface avec un pas de 1500 m, auquel ont été rajoutés des anneaux de stations. Le rayon de ces anneaux est défini de telle sorte que chaque station d'un anneau soit, dans le plan de la gerbe, à la même distance de l'axe de la gerbe. L'anneau à 1000 m permet alors de définir le signal S_{1000}^{true} . La reconstruction est ensuite effectuée sans les cuves ajoutées, et définit le signal reconstruit S_{1000}^{rec} . Pour une gerbe initiée par un proton ou un noyau de fer avec une énergie donnée, les distributions $S_{1000}^{\text{rec}}/S_{1000}^{\text{true}}$, supposées gaussiennes, sont établies et leurs écarts-types, dont l'évolution en fonction de S_{1000}^{true} est présentée sur la figure 4.5, déterminent la précision de la reconstruction en S_{1000} . L'empreinte au sol de la gerbe croît avec l'énergie du rayon cosmique qui l'initie, augmentant de ce fait la distance à laquelle il est possible qu'une station satisfasse aux conditions de déclenchement. Autrement dit, plus l'énergie est grande et plus la multiplicité des événements l'est

3. De récentes études tendent à prouver que le signal de ces stations, bien que faibles, peut également être décrit par une loi gaussienne.

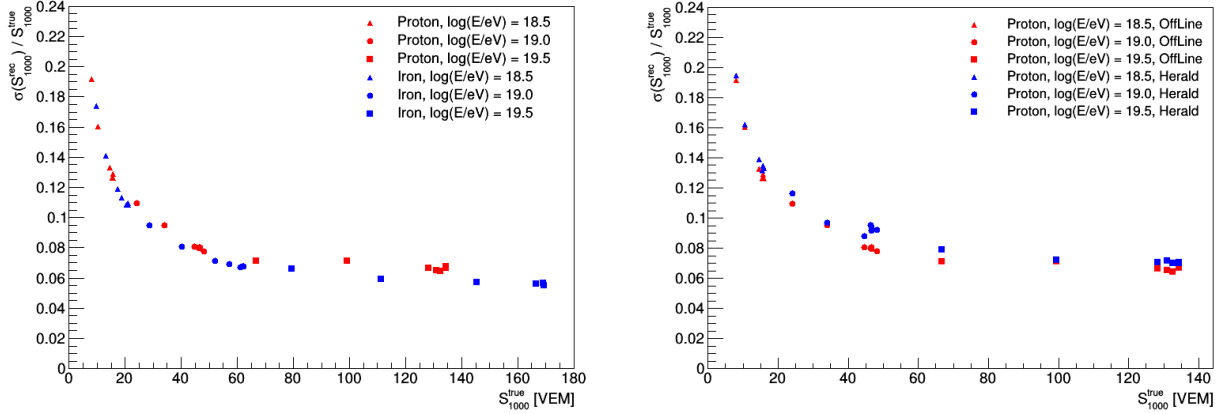


Figure 4.5 – Précision de la reconstruction en S_{1000} , obtenue à partir d'événements simulés. A gauche, sont comparés les résultats selon la masse du rayon cosmique initiant la gerbe atmosphérique et à droite, sont comparés les résultats pour les deux reconstructions, *Herald* et *Offline*. La lecture de ces résultats est effectuée dans le texte.

également, diminuant ainsi les fluctuations liées à l'échantillonnage du profil latéral et améliorant la précision en S_{1000} .

La figure 4.5, à gauche, compare les précisions en S_{1000} pour des gerbes initiées par des protons, en rouge, ou noyaux de fer, en bleu. A une énergie donnée, la valeur $\sigma(S_{1000}^{\text{rec}})/S_{1000}^{\text{true}}$ est reportée sur la figure pour chacun des sept angles zénithaux simulés⁴. Plus l'angle zénithal augmente, plus la précision de la reconstruction en S_{1000} diminue, les particules de la gerbe étant en partie absorbées. Ainsi à une énergie donnée, les premiers points correspondent aux gerbes les plus inclinées et les derniers aux gerbes verticales, permettant ainsi de remarquer que le signal S_{1000} diminue au fur et à mesure que l'angle θ augmente. Le nombre de particules constituant la gerbe atmosphérique dépendant également de la masse du rayon cosmique, on peut constater une meilleure précision pour une gerbe initiée par un noyau de fer que par un proton, même si cette différence diminue lorsque l'énergie augmente. La figure de droite compare la précision obtenue par les deux algorithmes, l'*Herald*, en bleu et l'*Offline* en rouge, en fonction du signal S_{1000}^{true} pour des gerbes simulées à partir de l'arrivée d'un proton dans l'atmosphère terrestre. Globalement les deux reconstructions conduisent à la même précision sur le signal S_{1000} , la plupart des différences étant inférieures à 1%. Les différences observées, toujours en cours d'investigation, peuvent trouver leurs origines dans les paramétrisations différentes de la LDF et notamment des estimations des paramètres β et γ .

Aux plus basses énergies considérées par le réseau régulier du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger, la précision de la reconstruction en S_{1000} est comprise entre 10 et 20% selon l'inclinaison de la gerbe. Cette précision s'améliore en augmentant l'énergie du rayon cosmique, atteignant une limite entre 6 et 8%.

4.1.6 Impact des optimisations temporelles sur le signal S_{1000}

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté une modification nécessaire des temps de début t_s et une tentative pour corriger leurs incertitudes $\sigma(t_s)$. Nous avons montré l'impact sur la reconstruction géométrique et avons laissé de côté l'impact sur la reconstruction de l'estimateur de l'énergie S_{1000} . Les conséquences des modifications apportées sont présentées sur la figure 4.6, à gauche pour les modifications de l'algorithme *Top-Down*, et à droite pour la correction sur le *Time Variance Model*, via la construction des différences relatives sur le signal S_{1000} en fonction du signal, $S_{1000}^{\text{current}}$, reconstruit avec l'algorithme actuel *Bottom-Up*. Ces deux modifications présentent des différences relatives moyennes respectivement de -0.22% et 0.47% et impactent donc peu les résultats en S_{1000} . Les modifications sur

4. 120 gerbes sont simulés pour chaque angle et énergie afin de tenir compte des fluctuations d'un événement à un autre.

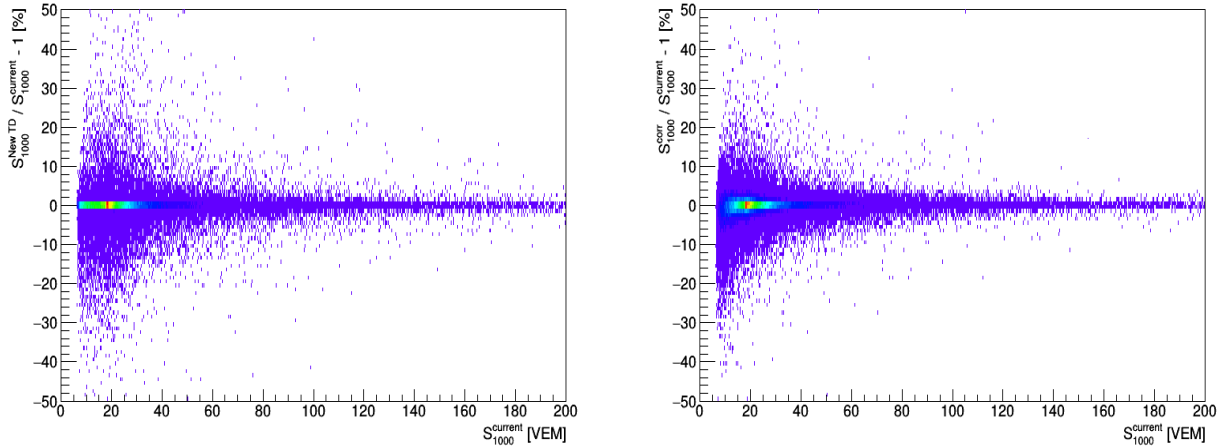


Figure 4.6 – Impact sur la valeur de S_{1000} des améliorations apportées à l’algorithme de sélection *Top-Down*, à gauche et au modèle de calcul des incertitudes (TVM) à droite.

le temps t_s résultent en une modification directe du signal extrait des traces pour des stations éloignées de l’axe de la gerbe et donc pour des stations contraignant le moins l’ajustement de la LDF. Les queues de distribution de ces deux figures se situent pour les plus faibles valeurs de $S_{1000}^{\text{current}}$, donc pour les plus faibles multiplicités. Aux plus hautes valeurs de $S_{1000}^{\text{current}}$, les plus larges modifications s’observent pour les événements les plus inclinés. Au vu des considérations sur le développement des gerbes atmosphériques discutées dans le paragraphe précédent, ces résultats sont satisfaisants et loin d’être surprenants.

Le signal S_{1000} reconstruit par la procédure des paragraphes précédents constitue, comme nous l’avons vu, l’estimateur utilisé pour déterminer l’énergie du rayon cosmique ayant initiée une gerbe atmosphérique. Le manque de connaissance sur la composition des événements enregistrés par le détecteur de surface ne permet pas d’utiliser les simulations pour remonter à l’énergie du rayon cosmique. De plus ces simulations seraient dépendantes du modèle hadronique implémenté pour simuler leur développement dans l’atmosphère. Que l’on mesure le profil latéral ou longitudinal, l’énergie de la particule incidente est la même, c’est pourquoi les collaborateurs de l’observatoire ont développé une calibration en énergie du réseau de surface s’appuyant sur l’énergie obtenue par le réseau de fluorescence dont la procédure de calibration a été détaillée dans la section 2.2.

4.2 De S_{1000} à l’énergie

4.2.1 Corrections des variations atmosphériques et géomagnétiques

Les changements météorologiques, à l’échelle d’une année ou d’une journée, impactent le développement des gerbes atmosphériques et leur détection par l’Observatoire Pierre Auger, conduisant à une modulation du taux d’événements en fonction du temps comme exposé sur la figure 4.7 pour des événements avec une énergie supérieure à 2 EeV. L’ensemble de la reconstruction en est donc impacté. La correction de ces effets, développé par [Pierre Auger Collaboration \[2017c\]](#), est appliquée sur la valeur du signal S_{1000} en ajustant le signal S_{1000} obtenu pour des valeurs de pression, température, etc., de référence sur les caractéristiques de l’atmosphère au moment de la détection de l’événement. L’application de ces corrections supprime les effets de modulation temporelle visible sur la figure 4.7.

La principale source d’asymétrie du signal enregistré par les stations du réseau de surface, provient de l’inclinaison de la gerbe atmosphérique par rapport à la normale de la surface de détection. Les particules secondaires produites lors du développement étant chargées, ces dernières subissent l’effet du champ magnétique terrestre, brisant ainsi la symétrie cylindrique dans le plan de la gerbe et ajoutant une asymétrie au signal observé au sol. De la même manière que pour la correction des variations

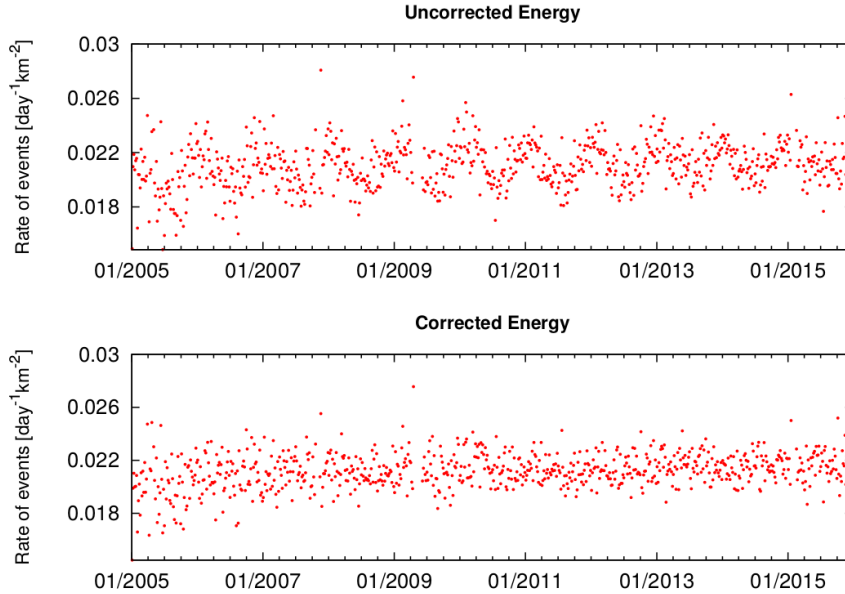


Figure 4.7 – Illustration de l'impact des variations atmosphériques sur le taux d'événements observés par le détecteur de surface. Une modulation temporelle apparaît et est corrigée par les travaux de Pierre Auger Collaboration [2017c].

atmosphériques, le signal S_{1000} est réajusté, en fonction de sa direction d'arrivée, au signal qui aurait été reçu en l'absence de champ magnétique. Une description détaillée de la correction géomagnétique développée et appliquée peut être trouvée dans la référence [Pierre Auger Collaboration, 2011a].

4.2.2 Constant Intensity Cut

Nous avons vu, indirectement sur la figure 4.5, la dépendance avec l'angle zénithal θ et l'énergie E de $S_{1000} \equiv S_{1000}(E, \theta)$. L'atténuation due à la profondeur d'atmosphère traversée doit donc être prise en compte avant de pouvoir estimer l'énergie du rayon cosmique. C'est dans cette optique qu'a été développée la méthode *Constant Intensity Cut* (CIC). Cette méthode se base sur l'isotropie du flux des rayons cosmiques, le rendant ainsi indépendant de l'angle zénithal. Le but de cette méthode est d'ajuster le signal $S_{1000}(\theta)$ à celui obtenu à un angle de référence θ_{ref} . La valeur médiane de la distribution en angle des événements verticaux ($\theta < 60^\circ$) étant de 38° ⁵, c'est à cette valeur que sont définies les courbes d'atténuation CIC.

La première étape de la construction de ces courbes consiste en la détermination de la valeur $S_{1000}(\theta = 38^\circ)$, notée S_{38} dans la suite, pour laquelle l'efficacité du réseau est de 100%. La gamme en angle des événements verticaux est ensuite subdivisée en intervalles égaux en $\cos^2 \theta$. Le nombre d'intervalles est déterminé afin d'avoir un nombre d'événements par intervalle tel que l'erreur statistique soit inférieure à 5%. Dans chaque intervalle, les événements sont ensuite classés par ordre croissant en S_{1000} et la dernière étape consiste alors à déterminer pour quelle valeur en $S_{1000}(N > N_0)$ le nombre d'événements dans chaque intervalle en $\cos^2 \theta$, est supérieur à une valeur seuil N_0 . Cette procédure permet de construire la courbe présentée sur la figure 4.8. Un polynôme du troisième degré est alors ajusté sur ces points permettant d'écrire la paramétrisation de S_{38} comme :

$$S_{38}(E) = \frac{S_{1000}(E, \theta)}{1 + ax + bx^2 + cx^3} \quad (4.9)$$

où $x = \cos^2(\theta) - \cos^2(38^\circ)$. A ce stade, l'estimateur de l'énergie $S_{1000}(E, \theta)$ est transformé en $S_{38}(E)$, s'affranchissant de toute dépendance en θ .

5. Dans le cas du réseau *Infill*, l'angle médian est de 35° .

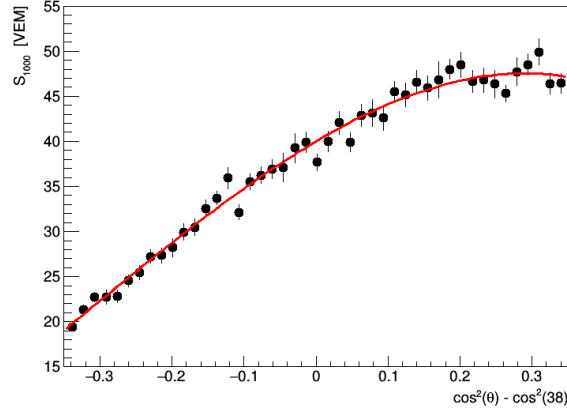


Figure 4.8 – Courbe d'atténuation établie à partir des données enregistrées par le détecteur de surface. Les points noirs représentent les résultats de la procédure CIC, développée dans le texte, dans chaque intervalle en $\cos^2 \theta$. La courbe rouge représente le meilleur ajustement obtenu à l'aide d'un polynôme du troisième degré.

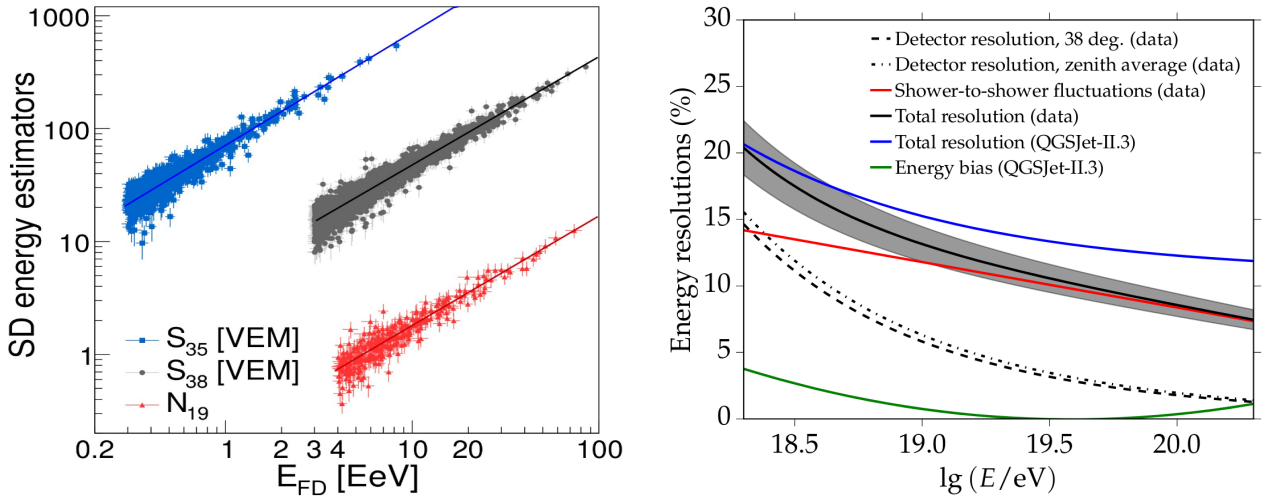


Figure 4.9 – A gauche, la courbe de calibration décrivant l'évolution de l'estimateur de l'énergie de la reconstruction considérée, en fonction de l'énergie estimée à partir des données du FD est présentée. Cette figure est extraite de [Fenu, 2017]. A droite, la courbe d'évolution de la résolution en énergie pour le détecteur de surface est exposée en noir (extrait de [Schulz and Roth, 2017]).

4.2.3 Calibration en énergie du détecteur de surface à l'aide du détecteur de fluorescence

La conversion en énergie de $S_{38}(E)$ utilise les données hybrides dont les critères de sélection détaillés dans la section 2.2 assurent la qualité. L'énergie reconstruite avec le FD à partir de la mesure du profil longitudinal, E_{FD} , est en effet liée à la taille de la gerbe caractérisée par la valeur de $S_{38}(E)$ à présent. La figure 4.9, à gauche, présente la distribution, en gris, des valeurs de $S_{38}(E)$ en fonction de l'énergie E_{FD} . Les deux autres populations correspondent aux distributions de $S_{35}(E)$, pour la calibration en énergie du réseau *Infill* et de N_{19} ⁶ pour celle des événements horizontaux ($\theta > 60^\circ$). La distribution des S_{38} qui nous intéresse est alors ajustée par :

$$E_{FD} = AS_{38}^B \quad (4.10)$$

6. N_{19} est l'estimateur de l'énergie des événements horizontaux et correspond à la densité moyenne de muons produit lors du développement d'une gerbe initiée par un proton avec une énergie de 10^{19} eV. La référence [Pierre Auger Collaboration, 2014a] présente tous les détails nécessaire à la compréhension de la procédure de reconstruction des événements horizontaux

La dernière paramétrisation de l'équation 4.10 avec les données enregistrées sur la période du 1^{er} Janvier 2004 au 30 Avril 2017, permet d'obtenir $A = (0.223 \pm 0.005) 10^{18} \text{ eV VEM}^{-B}$ et $B = 0.983 \pm 0.008$.

La procédure de calibration en énergie du détecteur de surface de l'observatoire permet, par son utilisation des données hybrides, de s'affranchir des incertitudes liées à la connaissance actuelle des processus de développement des gerbes dans l'atmosphère et de la composition des rayons cosmiques qui auraient à être considérés si la calibration était effectuée à partir de simulations. Cependant la résolution totale du détecteur de surface hérite donc des incertitudes inhérentes à la reconstruction par le détecteur de fluorescence. Aux incertitudes de reconstruction du signal S_{1000} caractérisant la taille de la gerbe atmosphérique s'ajoutent donc les incertitudes :

- de la mesure des caractéristiques de l'atmosphère au moment de la détection de l'événement,
- de la calibration en énergie du FD et de la reconstruction du profil longitudinal, ensuite ajusté à l'aide d'une fonction de Gaisser-Hillas,
- liées à l'énergie invisible emportées par les muons et neutrinos,
- etc.

La prise en compte de l'ensemble de ces incertitudes permet d'établir la courbe de l'évolution de la résolution en énergie du détecteur de surface exposée sur la figure 4.9, à droite et tirée de l'étude effectuée par Schulz and Roth [2017] et est comprise entre 14% aux plus hautes énergies et 20% aux plus basses.

4.3 Construction du spectre des rayons cosmiques vu par l'Observatoire Pierre Auger

L'énergie et ses incertitudes estimées, nous allons présenter dans la suite de ce chapitre les différents ingrédients rentrant dans la construction du spectre des rayons cosmiques à leur arrivée sur Terre.

4.3.1 Acceptance du détecteur de surface

Dans le chapitre 2, il nous a été donné la possibilité de discuter de l'acceptance du détecteur de fluorescence que nous utiliserons dans le chapitre suivant. Dans ce paragraphe, nous allons ainsi définir la méthode pour calculer l'acceptance du détecteur de surface nécessaire à l'établissement du spectre des rayons cosmiques. Pour le SD, l'acceptance représente la surface effective de détection, intégrée sur l'angle solide, accumulée pendant la période de prise de données. L'acceptance instantanée est alors donnée, en $\text{m}^2 \text{ sr}$, par l'équation suivante :

$$a(E, t) = \int_0^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \cos \theta \int_0^{2\pi} d\varphi S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi) , \quad (4.11)$$

dans laquelle $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$ représente la surface effective de détection. Cette dernière correspond simplement à l'aire du réseau pondérée par la probabilité $P_{E,\theta,\varphi}(x, y)$ de détecter un événement d'énergie E , arrivant dans la direction (θ, φ) et dont l'axe de la gerbe impacte le sol au point de coordonnées (x, y) . La symétrie hexagonale du réseau permet de décomposer l'acceptance totale du SD en fonction de l'acceptance d'une cellule hexagonale.

Nous avons vu dans la section 2.4.1 les définitions des conditions de déclenchement dites centrales. Ce sont ces deux conditions, T4 et T5, qui permettent de calculer la probabilité de détection $P_{E,\theta,\varphi}(x, y)$. La surface effective de détection d'une cellule hexagonale s'exprime alors comme :

$$\begin{aligned} S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi) &= \int_x \int_y dx dy P_{E,\theta,\varphi}(x, y) \\ &= \int_x \int_y dx dy P_{T_4}(x, y) H_{T_5}(x, y) \end{aligned} \quad (4.12)$$

où $P_{T_4}(x, y)$ décrit la probabilité qu'un événement satisfasse aux critères du T4, calculée à partir de la

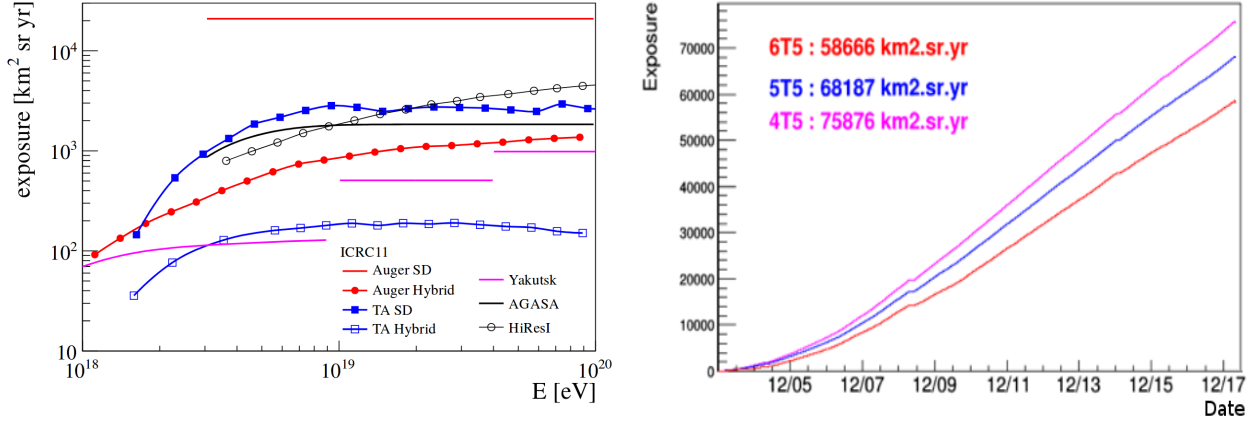


Figure 4.10 – Courbe d'acceptance intégrée en fonction de l'énergie à gauche (extraite de [Dawson et al., 2013]) et en fonction du temps, de 2004 à 2017 à droite, extrait des travaux de Lhenry-Yvon [2018].

probabilité de déclenchement d'une station en fonction de la distance (ou *Lateral Trigger Probability*) dont une description détaillée est présentée par [Pierre Auger Collaboration, 2011b]. $H_{T_5}(x, y)$ est une fonction prenant la valeur 1, lorsque le cœur de l'événement est contenu dans une surface T5 (6T5 ou, pour des critères moins strictes, 5T5 et 4T5) et 0 dans le cas contraire. Pour des événements verticaux ($\theta < 60^\circ$) présentant des énergies supérieures à 3 EeV, la probabilité de T4 est égale à l'unité et permet de simplifier le calcul de $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$. L'intégrale sur la période de prise de données définit l'acceptance intégrée (*exposure* en anglais), en $\text{m}^2 \text{s sr}$. Sur la figure 4.10, l'acceptance intégrée est présentée, à gauche, en vue d'une comparaison de l'exposition des détecteurs de l'observatoire avec celle d'autre expérience de détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Bien que cette figure, extraite de [Dawson et al., 2013] présente l'exposition intégrée de 2004 à 2011 pour l'Observatoire Pierre Auger, elle permet de se rendre compte des prouesses accomplies. La figure 4.10, à droite, montre les dernières valeurs d'exposition intégrée pour la condition 6T5 et les conditions plus lâches 5T5 et 4T5, en fonction du temps. Le relâchement de la condition 6T5, ne requérant que quatre stations en activité autour de la station enregistrant le plus fort signal (4T5) permet d'atteindre une exposition intégrée d'environ $76000 \text{ km}^2 \text{ s sr}$, en 2017.

4.3.2 Prendre en compte la résolution en énergie : procédure *forward-folding*

Le spectre mesuré au sol est reconstruit en divisant le nombre d'événements N_i enregistrés dans un intervalle en énergie ΔE_i par l'acceptance $\epsilon(E_i)$ qui pour des énergies supérieures à 3 EeV, sature et est indépendante de l'énergie. Le flux de particules en $\text{eV}^{-1} \text{ km}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ s'écrit alors comme :

$$J(E_i) = c_i(E_i) \frac{N_i}{\epsilon(E_i) \Delta E_i} \quad (4.13)$$

Afin de prendre en compte la résolution en énergie de la reconstruction des événements pouvant conduire à une distorsion du spectre, les coefficients c_i sont ajoutés et sont calculés par la méthode *forward-folding*. Cette procédure est nécessaire avant d'envisager toute comparaison avec les résultats d'autres expériences. Une description complète et détaillée de cette méthode est présentée par Cowan [1998]. A une énergie donnée, le flux $J'(E_i)$ mesuré est ainsi relié au spectre théorique $J(E)$ par l'intégrale suivante :

$$J'(E_i) = \int_{\Delta E_i} dE_j R_{ij} J(E_j) \quad (4.14)$$

où le coefficient R représente la probabilité d'observer un événement d'énergie E_j et de le reconstruire avec une énergie E_i . L'inconvénient d'une telle méthode est qu'elle nécessite d'émettre une hypothèse sur la fonction décrivant le comportement du flux des rayons cosmiques en fonction de l'énergie. Nous avons vu au cours des précédents chapitres que le spectre se comporte globalement en suivant une

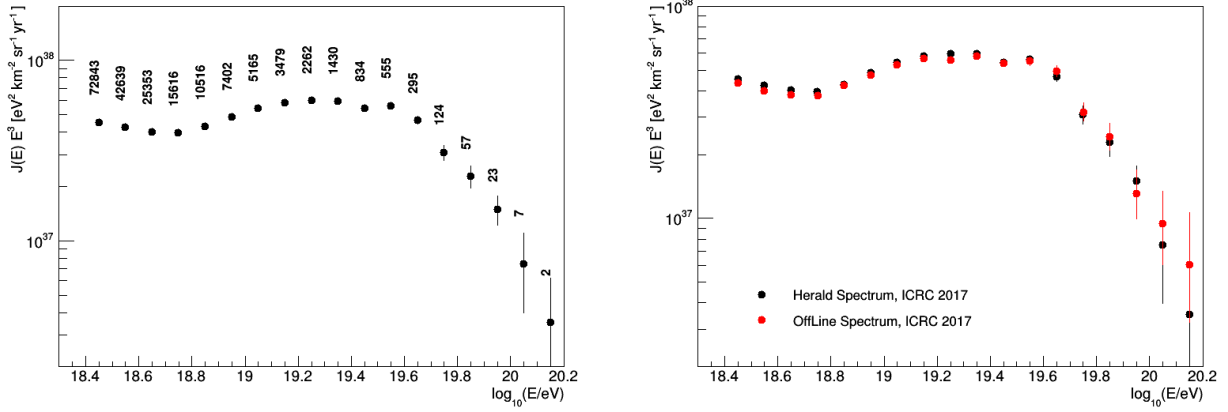


Figure 4.11 – A gauche, le spectre des événements reconstruits par l'*Herald* est présenté avec le nombre d'événements dans chaque intervalle en énergie. A droite, la comparaison avec le spectre de l'*Offline* est présentée.

loi de puissance, dont le changement d'indice expose les structures dont l'interprétation différencie les modèles d'accélération des rayons cosmiques. La forme couramment utilisée par la collaboration Pierre Auger se compose de trois lois de puissance dont les régions de transition sont lissées, s'écrivant ainsi comme :

$$J(E) = J_0 \begin{cases} \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}} \right)^{-\gamma_1} & E \leq E_{\text{ankle}} \\ \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}} \right)^{-\gamma_2} \left[1 + \left(\frac{E_{\text{ankle}}}{E_{\text{cut-off}}} \right)^{\Delta\gamma} \right] \left[1 + \left(\frac{E}{E_{\text{cut-off}}} \right)^{\Delta\gamma} \right]^{-1} & E > E_{\text{ankle}}, \end{cases} \quad (4.15)$$

où γ_1 et γ_2 représentent les indices spectraux en amont et en aval de l'énergie de la cheville, E_{ankle} , tandis que $E_{\text{cut-off}}$ est l'énergie à laquelle la suppression du flux des rayons cosmiques est mesurée. Afin d'obtenir un lot de paramètres le plus proche possible des données, un ajustement est effectué par maximum de vraisemblance, en supposant une distribution poissonnienne dans chaque intervalle en énergie, permettant finalement d'obtenir les coefficients c_i de l'équation 4.13 comme $c(E) = J'(E)/J(E)$, dont les valeurs s'élèvent à quelques pourcents.

L'ensemble de ces étapes réalisées, le spectre des rayons cosmiques détectés par le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger et reconstruit par les codes d'analyse de l'*Herald* est exposé sur la figure 4.11, à gauche, sur laquelle sont indiqués pour chaque intervalle en énergie le nombre d'événements reconstruits. Ce spectre a été obtenu en considérant les événements verticaux 6T5, du 1^{er} Janvier 2004 au 31 Décembre 2016, dont l'énergie reconstruite est supérieure à 10^{18.5} eV. Pour mieux faire apparaître les structures d'intérêt aux énergies considérées dans ce paragraphe, le spectre est multiplié par E^3 . Comme suggéré par la forme du spectre utilisée dans l'équation 4.15, l'Observatoire Pierre Auger a mis en évidence, dès 2008 et aujourd'hui avec une signifiante supérieure à 20 σ , l'existence d'une "coupure" du flux des rayons cosmiques aux plus hautes énergies, attribuée aux mécanismes de perte d'énergie GZK et/ou à l'énergie maximale d'accélération dans les sources.

Sur la partie droite de la figure 4.11 sont comparés les spectres obtenus par l'*Herald*, en noir, et l'*Offline*, en rouge. Aux plus hautes énergies, supérieures à 10^{19.7} eV, l'*Offline*, enregistre plus d'événements que l'*Herald* tandis qu'aux énergies en-deçà de 10^{18.7} eV, l'*Herald* reconstruit plus d'événements. Ces différences, comprises dans les barres d'erreurs statistiques ou systématiques, imputables tout aussi bien à la reconstruction de l'estimateur S_{1000} , sa conversion en S_{38} à l'aide de l'établissement des courbes d'atténuation, la calibration en énergie, ou encore la procédure de *forward-folding*, font toujours l'objet d'études poussées. Dans la suite du manuscrit, nous considérerons le spectre "officiel"

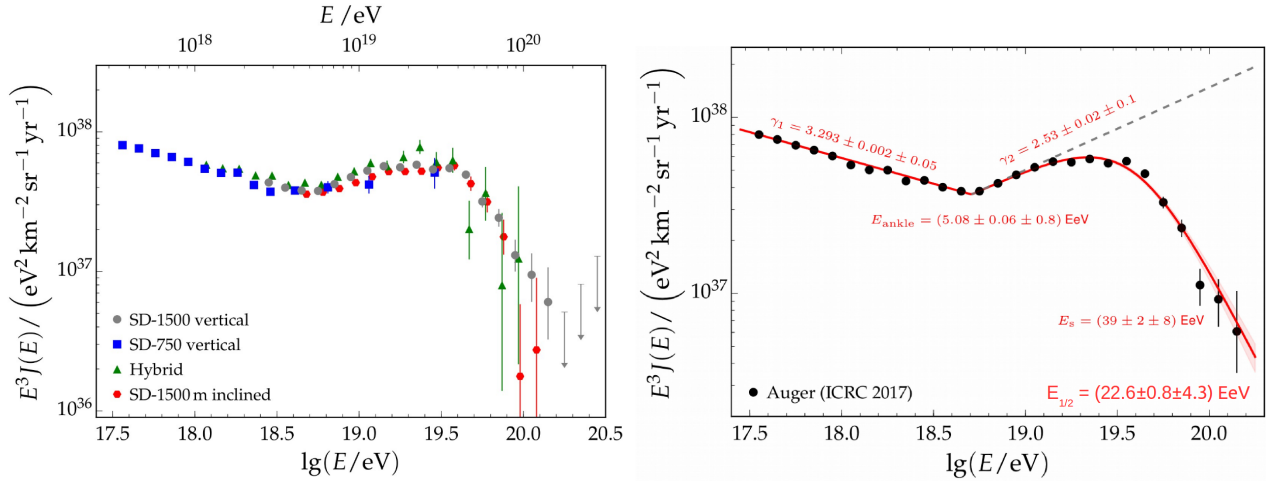


Figure 4.12 – Spectre en énergie des rayons cosmiques présentés lors de la conférence ICRC 2017. À gauche, sont superposés les spectres des différentes reconstructions implémentés dans les codes d’analyses et à droite, le meilleur ajustement de l’équation 4.15 sur les données combinées est exposé.

reconstruit par l’Offline.

4.3.3 Quelques résultats publiés

L’Observatoire Pierre Auger distingue les événements verticaux $\theta < 60^\circ$, des événements horizontaux. Au sein même des événements verticaux, deux reconstructions sont à l’œuvre selon le réseau considéré, régulier ou *Infill*, auquel s’ajoute la reconstruction hybride. Quatre lots de données reconstruites peuvent ainsi être établis posant la question de leur compatibilité. Sur la figure 4.12, sont présentés, à gauche, les spectres des différents lots de données, présentés lors de la conférence ICRC 2017 [Fenu, 2017]. On peut alors remarquer la cohérence de ces résultats entre eux. Les différences observées, comprises dans les barres d’erreurs systématiques, avec le spectre des événements hybrides peuvent s’expliquer par la faible statistique de ce lot de données, les critères de sélection appliqués s’assurent de la qualité des événements reconstruits comme détaillé dans la section 2.2.5. L’ensemble de ces lots de données peuvent être combinés selon la méthode détaillée dans [Maris et al., 2007] et permet d’obtenir un spectre pour des énergies supérieures à $10^{17.5}$ eV, comme illustré sur la figure 4.12, à droite. Sur ces points, la fonction définie par l’équation 4.11 est ajustée. Les dernières mesures du spectre des rayons cosmiques par l’Observatoire Pierre Auger, reconstruisent l’énergie de la cheville à $E_{\text{ankle}} = 5.08 \pm 0.06$ (stat) ± 0.8 (syst) EeV, marquant la transition d’un indice spectral $\gamma_1 = 3.293 \pm 0.002$ (stat) ± 0.05 (syst) à $\gamma_2 = 2.53 \pm 0.02$ (stat) ± 0.1 (syst) et positionnent l’énergie de la coupure à $E_{\text{cut-off}} = 39 \pm 2$ (stat) ± 8 (syst) EeV.

Le dernier résultat sélectionné est la comparaison des données de l’expérience *Telescope Array* avec celles de l’Observatoire Pierre Auger. En 2008, l’Observatoire Pierre Auger, identifiant la coupure du flux aux plus hautes énergies, mettait un terme aux désaccords entre les expériences HiRes et AGASA. Il était alors possible d’espérer pouvoir fixer le spectre des rayons cosmiques et travailler sur son interprétation. Cependant les résultats observés par l’expérience *Telescope Array*, digne héritière de l’expérience HiRes, ont amené d’autres questions. Des études, dont [Verzi et al., 2017] avec les données de l’ICRC 2015, menées conjointement, ont permis d’établir les résultats de la figure 4.13. À gauche, les spectres reconstruits par l’expérience *Telescope Array*, en bleu, et l’Observatoire Pierre Auger, en noir, sont présentés tandis qu’à droite sont exposés les résidus spectraux entre les deux résultats. Cette étude a montré la compatibilité des résultats en dessous de 20 EeV. Le décalage entre les deux expériences pouvant s’expliquer par les incertitudes systématiques sur l’échelle d’énergie⁷ des deux expériences. La

7. 21% pour TA et 14% au moment où l’étude a été effectuée.

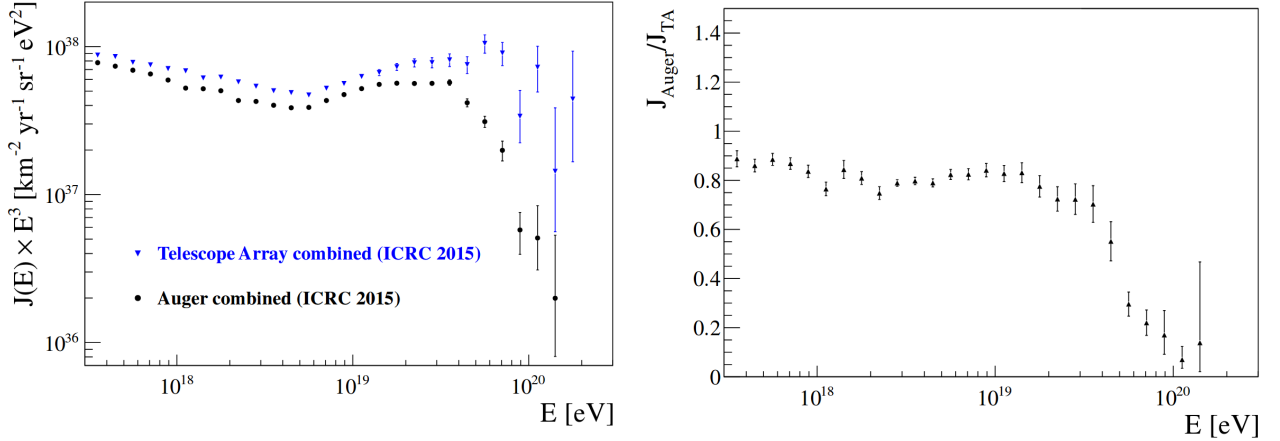


Figure 4.13 – Comparaison des spectres reconstruits par l’expérience *Telescope Array* et l’Observatoire Pierre Auger pour les données de l’ICRC 2015. Ces figures sont extraites de l’étude réalisée par Verzi et al. [2017].

mesure de l’énergie de la cheville est une illustration de cet accord, où en 2015, l’Observatoire Pierre Auger avait mesuré $E_{\text{ankle}}^{\text{Auger}} = 4.82 \pm 0.07$ (stat) ± 0.8 (syst) EeV tandis que l’expérience *Telescope Array* reconstruisait $E_{\text{ankle}}^{\text{TA}} = 5.2 \pm 0.2$ (stat) EeV. Pour des énergies au-delà de 20 EeV, les différences sont bien au-delà des incertitudes systématiques. De nombreuses études sont en cours afin de comprendre ces différences notamment en se concentrant sur la région du ciel commune aux deux expériences, pour laquelle les différences observées seraient dues aux seules différences expérimentales. De plus, la mesure des structures du spectre a des implications sur les modèles d’accélération des rayons cosmiques. La comparaison simultanée des données spectrales et de composition peut donc être un atout dans la compréhension des différences observées et dans les solutions que l’on peut y apporter.

4.4 Conclusion du chapitre

La géométrie des gerbes atmosphériques établie, nous avons vu dans ce chapitre la procédure permettant de reconstruire le profil latéral des événements. La fonction de distribution latérale (LDF), décrivant l’évolution du signal en fonction de la distance, est ensuite ajustée, par maximum de vraisemblance, sur les couples (d_i, S_i) des stations, pour lesquels la valeur du signal a été corrigée pour tenir compte de l’asymétrie due à la géométrie de la gerbe atmosphérique et de la saturation des PM. L’estimateur de l’énergie, S_{1000} est alors calculé avec une précision inférieure à 8% pour les plus hautes énergies. Plus l’inclinaison de la gerbe est importante, plus l’épaisseur d’atmosphère traversée est importante, ce qui impacte directement la valeur de S_{1000} . La correction de cette atténuation est assurée par l’établissement des courbes d’atténuation CIC, transformant l’estimateur $S_{1000}(E, \theta)$ en $S_{38}(E)$. C’est à ce moment qu’entre en jeu, le caractère hybride de l’Observatoire Pierre Auger permettant de lier $S_{38}(E)$ à l’énergie des rayons cosmiques avec une résolution inférieure à 16% pour des énergies supérieures à 10 EeV.

Le calcul de l’acceptance ou exposition du détecteur permet ensuite d’établir le spectre en énergie des rayons cosmiques observé par l’Observatoire Pierre Auger et d’estimer les positions en énergie des structures de ce spectre. La comparaison des résultats avec ceux de l’expérience *Telescope Array* montre un accord dans les incertitudes systématiques, des données aux plus basses énergies des deux expériences. Aux plus hautes énergies, des questions demeurent et peuvent trouver des réponses à l’aide d’une étude combinée des données spectrales et de composition à laquelle nous allons nous intéresser dans les prochains chapitres.

Analyse combinée du spectre des rayons cosmiques et des données de composition

Résumé du chapitre

L'établissement du spectre des rayons cosmiques donne à lui seul de nombreuses informations sur l'accélération des rayons cosmiques avec la mesure précise de l'énergie de la cheville ou de la coupure et des indices spectraux entre ces différentes structures. Néanmoins l'information sur la nature des rayons cosmiques manque pour pousser plus loin l'interprétation. C'est donc dans ce contexte que s'inscrit l'étude développée dans ce chapitre. Dans un premier temps les résultats obtenus par l'Observatoire Pierre Auger sur la nature des rayons cosmiques sont présentés, en parallèle à ceux obtenus par l'expérience *Telescope Array*. La méthode développée pour interpréter la combinaison des données du spectre et de composition est ensuite détaillée au travers du programme de simulation utilisé, des hypothèses émises et de la comparaison de nos résultats avec ceux publiés par la collaboration. Différents scénarii de composition mixte sont testés, ainsi que différents modèles hadroniques de développement des gerbes atmosphériques afin d'optimiser cette étude combinée.

Jusqu'à présent les expériences de détection au sol des rayons cosmiques ne permettaient pas d'étudier à la fois le spectre en énergie et la composition de ces derniers avec une statistique suffisante et des erreurs systématiques contrôlées, pour pouvoir donner une interprétation fiable des données. L'Observatoire Pierre Auger s'inscrit encore une fois dans l'Histoire via le développement d'une étude permettant de combiner le spectre en énergie reconstruit à partir de son réseau de surface, avec les observables de composition, c'est-à-dire les distributions de la profondeur d'atmosphère X_{\max} à laquelle le développement de la gerbe est maximal, obtenues par son réseau de fluorescence. Nous allons dans ce chapitre détailler cette méthode, de la simulation des rayons cosmiques primaires à la détection des rayons cosmiques secondaires. Ainsi dans la suite, le terme *primaire* fera référence aux noyaux injectés depuis leur lieu d'émission tandis que le terme *secondaire* définira tous les noyaux produits lors de la propagation des noyaux primaires jusqu'à la Terre. Avant de nous attaquer à cette partie, nous allons dans un premier temps discuter les interprétations des distributions en X_{\max} effectuées par la collaboration Pierre Auger, en parallèle à celles effectuées par l'expérience *Telescope Array*.

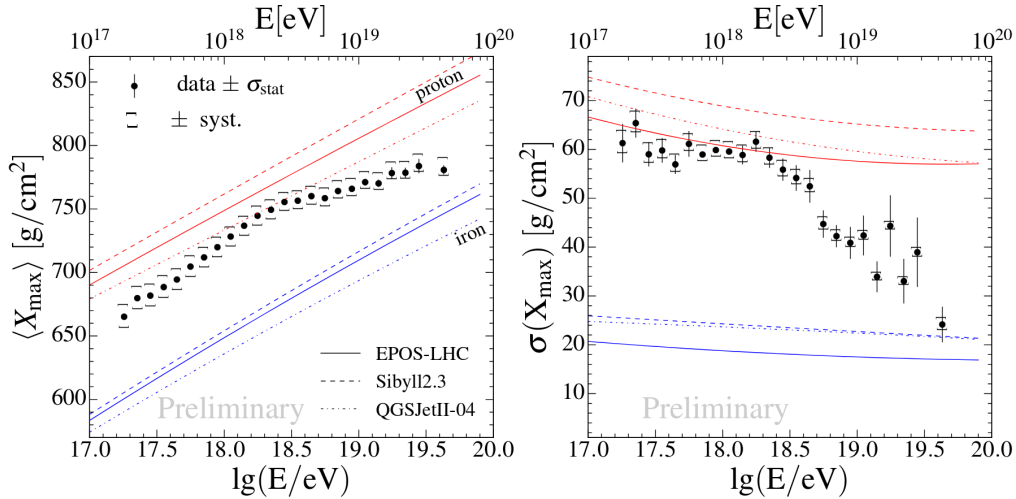


Figure 5.1 – Évolution de la moyenne (à gauche) et de l'écart-type (à droite) des distributions en X_{\max} en fonction de l'énergie du rayon cosmique. Les courbes rouges présentent l'évolution attendue pour une gerbe initiée par un proton avec les modèles hadroniques EPOS-LHC, Sibyll2.3 et QGSJetII-04 et par un noyau de fer en bleu. Ces figures ont été extraites des travaux présentés lors de l'ICRC 2017 par Bellido [2017].

5.1 Composition vue par l'Observatoire Pierre Auger

Nous avons vu dans la section 1.2.3, que plusieurs modèles peuvent expliquer la position en énergie et l'amplitude de la cheville : le *dip model* et le modèle de composition mixte dont une revue est présentée par Aloisio et al. [2012]. La limite de l'interprétation seule du spectre en énergie des rayons cosmiques apparaît donc. C'est par une interprétation des distributions en X_{\max} que la collaboration Pierre Auger se propose d'aller plus loin pour répondre aux questions toujours en suspens sur l'origine et la nature des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

5.1.1 Interprétation des données de X_{\max}

La meilleure observable de la nature des rayons cosmiques, pour des détecteurs au sol, est la profondeur d'atmosphère X_{\max} à laquelle une gerbe atmosphérique atteint son maximum de développement, c'est-à-dire à laquelle le nombre de particules produites est maximal. Dans le chapitre 2 nous avons pu voir comment, à partir des données recueillies par les quatre sites de détecteurs de fluorescence, il était possible de reconstruire le profil longitudinal de la gerbe atmosphérique et d'en extraire la valeur de X_{\max} dont les distributions pour des énergies de $10^{17.2}$ eV à $10^{20.0}$ sont illustrées par les figures 2.8 et 2.9. Rappelons que pour obtenir ces distributions, un nombre conséquent de filtres ont été appliqués aux données enregistrées entre le 1^{er} Janvier 2004 et le 31 Décembre 2015, dont un, ajouté pour s'affranchir du biais observationnel dû à la troncature des profils longitudinaux en raison du champ de vue limité des télescopes de l'observatoire (section 2.2.5). Nous verrons à la fin cette section, les implications de ce dernier filtre sur la comparaison des résultats avec ceux de l'expérience *Telescope Array*.

La moyenne et l'écart-type des distributions¹ en $\langle X_{\max} \rangle$ et $\sigma^2(X_{\max})$ sont calculés suivant la procédure décrite dans [Pierre Auger Collaboration, 2014b] et leur évolution en fonction de l'énergie est présentée sur la figure 5.1. Les résultats reconstruits à partir des données sont présentés aux côtés des résultats attendus pour des gerbes initiées par un proton ou par un noyau de fer pour les modèles hadroniques EPOS-LHC, QGSJetII-04 et Sibyll2.3. La comparaison des données et des simulations est possible puisque les biais du détecteur ont été pris en compte dans la reconstruction des distributions

1. Ces deux moments sont directement reliés aux moments du premier et du second ordre des distributions en $\log A$ où A représente la masse des rayons cosmiques. Les évolutions de $\langle \log A \rangle$ et $\sigma^2(\log A)$ sont exposées et commentées dans [Bellido, 2017].

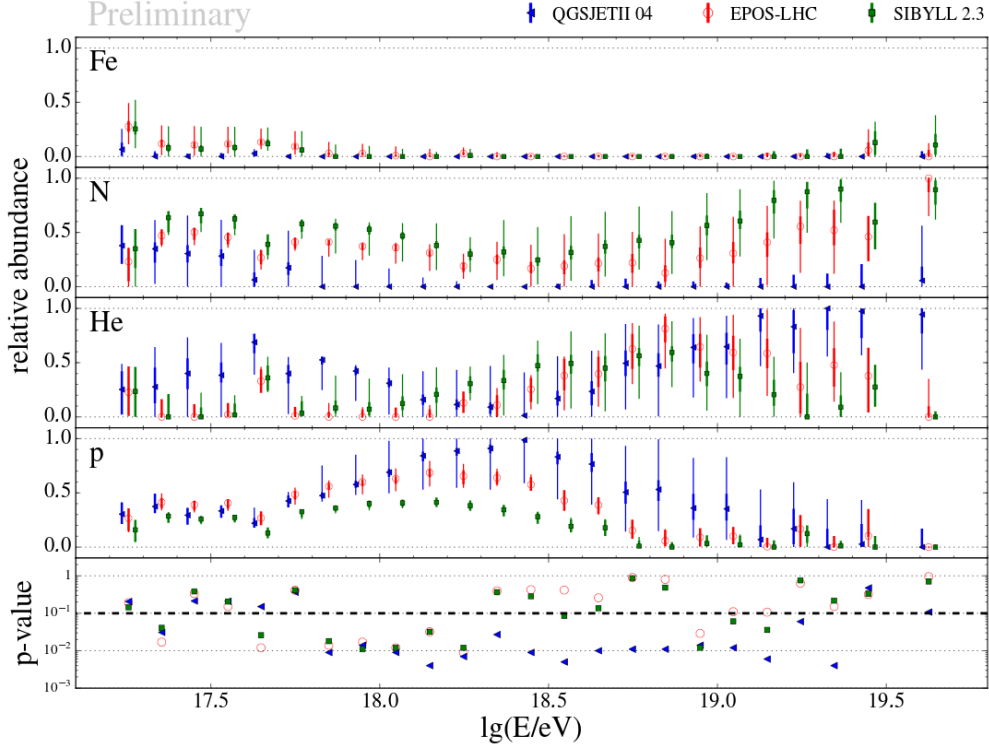


Figure 5.2 – Fraction des noyaux de fer, d’azote, d’hélium et des protons en fonction de l’énergie obtenue après ajustement de l’équation 5.1 sur les données. Les points rouges, bleus et verts sont respectivement obtenus en considérant le modèle hadronique de développement des gerbes atmosphériques EPOS-LHC, QGSJetII-04 et Sibyll2.3. La figure, en bas, présente la qualité de l’ajustement effectué. Les incertitudes statistiques sont présentées par une ligne fine, tandis que les erreurs systématiques sont illustrées par un trait plus large.

en X_{\max} . Il apparaît alors, sur la figure 5.1, à gauche, qu’entre les énergies de $10^{17.2}$ eV et $10^{18.33}$ eV, la pente de l’évolution, ou *elongation rate*, est de 79 ± 1 g cm^{-2} par décade, alors qu’une pente de 60 g cm^{-2} par décade est attendue si la composition des rayons cosmiques était constante. Cette pente indique un allègement de la composition des rayons cosmiques sur cet intervalle en énergie. Au-delà de $10^{18.33}$ eV, la pente diminue à 26 ± 2 g cm^{-2} par décade indiquant alors un alourdissement de la composition moyenne des rayons cosmiques. Ces résultats sont confirmés en observant l’évolution de l’écart-type des distributions exposées sur la figure 5.1 à droite.

L’interprétation de ces distributions en termes de masse est aujourd’hui encore une étude difficile. Plusieurs fonctions peuvent être paramétrées en vue d’un ajustement sur les distributions en X_{\max} , dès lors que la statistique est suffisante. La fonction utilisée pour modéliser les distributions des figures 2.8 et 2.9 est le produit de convolution d’une fonction gaussienne et d’une fonction exponentielle écrite comme :

$$\frac{dN}{dX_{\max}}(X_{\max}) = \frac{1}{2\lambda} \exp\left(\frac{X_0 - X_{\max}}{\lambda} + \frac{\sigma^2}{2\lambda^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{X_0 - X_{\max} + \sigma^2/\lambda}{\sigma\sqrt{2}}\right) \quad (5.1)$$

dans laquelle les paramètres X_0 , λ et σ (exprimés en g/ cm^2) portent la dépendance en l’énergie. Pour différents modèles hadroniques, différents rayons cosmiques interagissant dans l’atmosphère terrestre et différentes énergies, ces paramètres ont été estimés à partir de la simulation de gerbes atmosphériques par les codes CORSIKA. L’ensemble de cette méthode est développé par Blaess et al. [2018]. En considérant que la distribution totale des événements en X_{\max} dans un intervalle en énergie s’écrit comme la somme suivante :

$$\frac{dN}{dX_{\max}}(X_{\max}) = \sum_i f_i \frac{dN}{dX_{\max}} \Big|_i \quad (5.2)$$

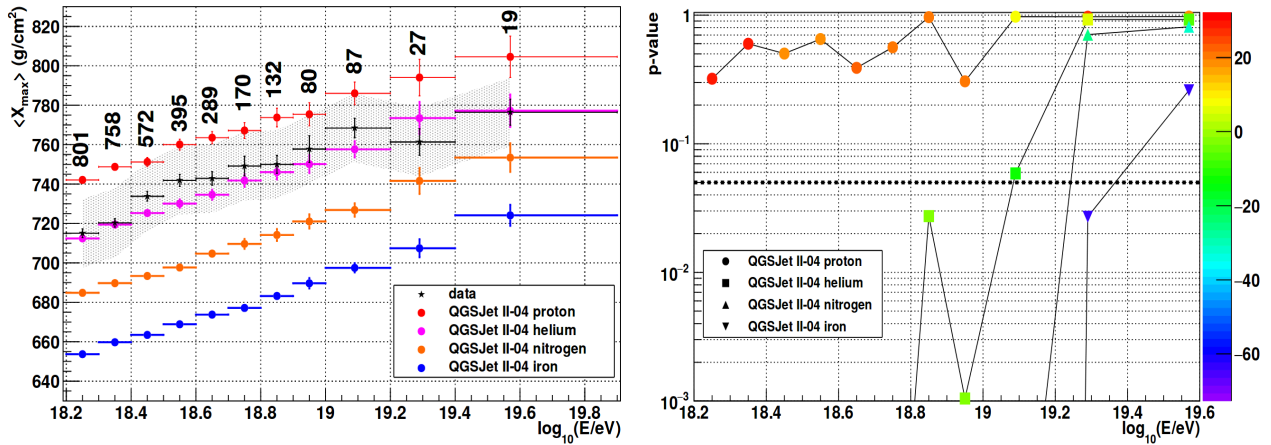


Figure 5.3 – Évolution de la moyenne, à gauche, des distributions en X_{\max} . Les points noirs exposent les valeurs reconstruites à partir des données (avec le nombre d'événements dans chaque intervalle indiqué), tandis que les points rouge, rose, orange et bleu présentent l'évolution attendue pour des protons, des noyaux d'hélium, d'azote et de fer. La bande grise décrit l'évolution des incertitudes systématiques. A droite, la compatibilité des données avec les simulations est établie en supposant une pure composition de proton (rond), d'hélium (carré), d'azote (triangle) et de fer (triangle inversé). La ligne pointillée indique la valeur de 5% pour laquelle il est possible de rejeter un modèle de composition avec un niveau de confiance supérieur à 65%. Ces figures ont été extraites des travaux de Abbasi et al. [2018].

où l'indice i indique la contribution f_i du noyau de masse A_i à la distribution totale, il est possible d'estimer la fraction d'un noyau en fonction de l'énergie. Cette procédure a été appliquée aux données et résulte en la figure 5.2 pour les noyaux de fer, d'azote, d'hélium et pour les protons. Sur cette figure, il est possible de constater la présence de fer seulement aux plus basses énergies (en-deçà de 1 EeV). Au vu des incertitudes statistiques et systématiques, il est à ce stade difficile d'émettre une conclusion sur la nature des rayons cosmiques, d'autant plus que cette étude est dépendante des noyaux considérés et des modèles hadroniques utilisés pour modéliser les distributions en X_{\max} .

5.1.2 Comparaison avec les résultats de l'expérience *Telescope Array*

L'expérience *Telescope Array* observe et reconstruit également les profils latéral et longitudinal d'une gerbe atmosphérique via une détection hybride de ces dernières. La mesure du profil longitudinal est également assurée par une détection de la lumière de fluorescence produite par l'interaction des particules de la gerbe dans l'atmosphère. Suivant une procédure similaire à celle développée par la collaboration Pierre Auger, l'expérience *Telescope Array* établit les distributions en X_{\max} pour différents intervalles en énergie. L'évolution de la moyenne des distributions en X_{\max} est ainsi présentée sur la figure 5.3. A partir seulement de cette figure, on peut remarquer une nette séparation des données avec les simulations de gerbes initiées à partir d'éléments lourds (azote ou fer). La faible statistique pour les deux derniers intervalles de la figure 5.3 ne permet pas de contredire ce fait. La compatibilité des moyennes des distributions en X_{\max} avec des compositions pures de protons, d'hélium, d'azote ou de fer, est exposée sur la figure 5.3, à droite. En ajustant, par maximum de vraisemblance, une fonction similaire à celle de l'équation 5.1 aux distributions dans chaque intervalle en énergie, et en considérant seulement un élément à la fois, les collaborateurs de l'expérience *Telescope Array* ont calculé les probabilités d'obtenir une valeur de vraisemblance $\log_{10} \mathcal{L}$ supérieure à celle mesurée. L'étude complète est détaillée dans [Abbasi et al., 2018]. Finalement seul un modèle de composition constitué de proton uniquement est compatible à toutes les énergies. Il faut atteindre des énergies supérieures à $10^{19.1}$ pour être en mesure de ne pas rejeter les modèles construits à partir de noyaux plus lourds.

Bien que tentant, il est à noter que la comparaison directe des figures 5.1 et 5.3 n'est pas possible. Les deux figures ne montrent en effet pas la même distribution. Les deux expériences appliquent les mêmes sélections sur la qualité de la reconstruction, l'élévation, etc. Néanmoins, le biais dû au champ

de vue des détecteurs de fluorescence, n'est pas pris en compte dans la figure 5.3. Ainsi les résultats présentés par la collaboration Pierre Auger reproduisent en théorie, les valeurs vraies en $\langle X_{\max} \rangle$ tandis que les valeurs obtenues par la procédure développée par l'expérience *Telescope Array* sont comparées à des simulations satisfaisant aux mêmes critères de sélection que les données. L'étude présentée par De Souza [2017] montre cependant que les données brutes des deux expériences sont compatibles, c'est donc seulement dans l'interprétation que les différences résident.

Dans le chapitre précédent, nous avons noté les différences entre les spectres reconstruits par les collaborations de l'Observatoire Pierre Auger et de l'expérience *Telescope Array*. L'interprétation des distributions en X_{\max} souffrent également de différences significatives. Alors que les résultats de la première expérience montrent une compatibilité avec une composition mixte évoluant avec l'énergie, les résultats de la seconde sont compatibles avec une composition pure de protons. Une piste possible dans la résolution, ou tout du moins la compréhension de ces différences, consiste en une étude combinée des données du spectre en énergie et de composition, dont nous allons détailler la méthode dans les paragraphes suivants.

5.2 Étude combinée des données de spectre et de composition

Les résultats obtenus par l'Observatoire Pierre Auger tendent à privilégier une composition mixte des rayons cosmiques. On constate également une transition des noyaux lourds vers des noyaux plus légers autour des énergies de la cheville, suggérant une transition dans les mécanismes d'accélération et constituant une autre indication de l'origine extragalactique des rayons cosmiques pour des énergies supérieures à $10^{18.7}$ eV, qui s'ajoute aux études des sources potentielles à travers le diagramme de Hillas par exemple. Nous verrons au début du chapitre suivant que les plus récentes études des anisotropies aux grandes échelles angulaires, dans les directions d'arrivée reconstruites des rayons cosmiques, prouvent que leur origine est en dehors de notre Galaxie. C'est donc sans surprise que dans la suite du manuscrit nous supposerons une origine extragalactique des rayons cosmiques pour des énergies au-delà de celle de la cheville.

5.2.1 Programme de simulation : *SimProp*

De nombreuses études portent sur les mécanismes d'accélération et de propagation des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Nous pouvons ainsi citer les travaux de Berezhinsky and Gazizov [2006], Berezhinsky et al. [2006], Berezhinsky and Gazizov [2007] ou encore Aloisio et al. [2013] traitant de la résolution de l'équation de diffusion des rayons cosmiques extragalactiques dans le milieu intergalactique. Le point de départ de ces études est le nombre de particules $n(E)$ de masse A et d'énergie $[E - dE; E + dE]$ par unité de volume comobile dans un intervalle de temps, qui s'écrit comme :

$$n(E)dE = \int_{t_{\min}}^{t_0} dt Q_{\text{gen}}(E_g, A, t) dE_g . \quad (5.3)$$

Dans cette expression $Q_{\text{gen}}(E_g, A, t)$ traduit le taux de production d'un noyau de masse A par unité de volume comobile, à un âge t de l'Univers et avec une énergie E_g . Ce taux s'exprime à partir de l'émissivité des sources qui sont supposées identiques et uniformément distribuées, comme :

$$Q_{\text{gen}}(E_g, A, t) = L_0(1+z)^m K(A) q_{\text{gen}}(E_g) , \quad (5.4)$$

où le facteur $(1+z)^m$ décrit les possibles évolutions cosmologiques de la luminosité² des sources en fonction du décalage spectral vers le rouge z ³, ou *redshift*. Le terme $q_{\text{gen}}(E_g)$ décrit le spectre en

2. La luminosité caractérise la quantité totale d'énergie émise par une source par unité de temps.

3. Le décalage vers le rouge est une augmentation de la longueur d'onde de la lumière causée par le mouvement de la source lumineuse qui s'éloigne de l'observateur. Dans un univers en expansion, les objets astrophysiques présentant les

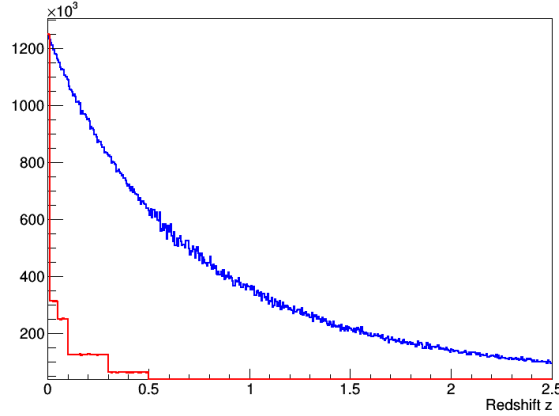


Figure 5.4 – Distribution en redshift des événements simulés, avant (en rouge) et après (en bleu) application des poids afin de normaliser les coquilles de redshift à la première et de tenir compte du facteur $|dt/dz|$.

énergie aux sources de luminosité L_0 et c'est dans le facteur $K(A)$ qu'est contenue la dépendance en la masse du rayon cosmique. Il ne s'agit pas dans ces paragraphes de redémontrer l'ensemble de l'étude détaillée dans les références précédemment citées, mais simplement d'introduire les notions dont nous allons avoir besoin afin d'optimiser la procédure d'ajustement combiné. La résolution de l'équation de diffusion conduit finalement à l'écriture du spectre observé comme :

$$J(E) \propto L_0 K(A) \int_0^{z_{\max}} dz \left| \frac{dt}{dz} \right| (1+z)^m q_{\text{gen}}(E_g) \frac{dE_g}{dE}. \quad (5.5)$$

Le dernier terme de l'équation 5.5, dE_g/dE décrit les pertes d'énergies des noyaux cosmiques injectés dans un intervalle d'énergie dE_g par interactions avec les photons du CMB ou de l'EBL (dont nous avons pu voir les effets dans la section 1.2.2) ainsi que les pertes dues à l'expansion de l'Univers. Afin de transformer l'intégrale en temps en une intégrale en redshift, le jacobien de la transformation $|dt/dz|$ est ajouté et est exprimé par la relation suivante :

$$\frac{dt}{dz} = \left(H_0(1+z) \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \right)^{-1}, \quad (5.6)$$

dans laquelle les paramètres Ω_m (fraction de matière, noire et baryonique), Ω_Λ (fraction d'énergie noire) et H_0 décrivent la composition l'Univers à notre époque. Dans la suite du chapitre, on considérera les valeurs $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ et $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Plusieurs programmes de simulation de la propagation des rayons cosmiques existent et sont en libre accès dont les deux principaux sont *CRPropa* [Alves Batista et al., 2016] et *SimProp* [Aloisio et al., 2016]. Plus simple d'utilisation, nous avons opté pour l'utilisation des programmes *SimProp* dans la suite du manuscrit et nous verrons les avantages que présente *CRPropa* pour la poursuite de l'étude de l'ajustement combiné. La procédure de simulation des événements que nous avons suivie est celle développée dans Pierre Auger Collaboration [2017a]. Les événements sont simulés dans un intervalle en redshift compris entre 0 et 2.5 (soit une distance lumineuse d'environ 20 Gpc). Afin d'économiser le temps de calcul, sept coquilles de redshift sont définies afin de simuler une distribution homogène de sources inversement proportionnelle au carré du redshift. Ces intervalles sont $[0.; 0.01)$, $[0.01; 0.05)$, $[0.05; 0.10)$, $[0.10; 0.20)$, $[0.20; 0.30)$, $[0.30; 0.50)$ et $[0.50; 2.50)$. Dans chacun de ces intervalles, cinq masses sont simulées : proton ^1H , hélium ^4He , azote ^{14}N ⁴, silicium ^{28}Si et fer ^{56}Fe ⁵, avec

valeurs de redshifts les plus élevés sont les plus éloignées de l'observateur.

4. Les noyaux d'azote représentent plus largement les noyaux CNO.

5. Les noyaux de fer sont considérés afin de couvrir toute la gamme en masse disponible aux sources pour l'accélération

une énergie appartenant à l'intervalle $[10^{17.5}; 10^{22.5}]$ eV. Pour chaque masse et chaque intervalle en redshift, 500000 événements sont simulés avec un couple (redshift, énergie) tiré aléatoirement pour chacun d'entre eux, de façon à obtenir une distribution uniforme en redshift dans chaque coquille. La distribution en redshift finale de l'ensemble de ces événements est présentée, en rouge sur la figure 5.4. La normalisation de ces coquilles par rapport à la coquille $[0.; 0.01)$, ainsi que l'application de la transformation décrite par l'équation 5.6, permettent d'obtenir la distribution finale des événements en redshift, représentée en bleu sur la figure 5.4. Les programmes de simulation sont configurés afin de tenir compte des interactions avec le CMB et avec l'EBL, décrit par Stecker et al. [2006], les processus de photodésintégration étant modélisés par Puget et al. [1976]. Après propagation d'un rayon cosmique de masse A_{inj} injecté à un redshift z_{inj} avec une énergie E_{inj} , les programmes de simulation donnent accès à l'ensemble des noyaux secondaires de masse A_{det} arrivant sur Terre avec une énergie E_{det} . C'est à partir de ces données que nous allons construire le spectre en énergie des rayons cosmiques détectés, ou secondaires, ainsi que leur distribution en X_{max} .

5.2.2 Procédure d'ajustement des simulations sur les données

A partir des données produites par le programme *SimProp*, la première étape consiste en la construction d'une matrice à quatre dimensions contenant l'ensemble des informations. Celle-ci est défini afin de réduire le coût en terme de ressources informatiques de l'analyse de l'ensemble des événements simulés. En effet, on rappelle que dans chaque coquille en redshift, 500000 événements sont simulés pour chacun des cinq noyaux testés. On note les valeurs de cet histogramme, N_{jklm} où la signification des indices⁶ est la suivante :

indice j : pour la masse initiale du rayon cosmique (1, 4, 14, 28 ou 56)

indice k : pour l'énergie initiale du rayon cosmique. Cet indice correspond à un intervalle dont la taille est de $\Delta \log_{10}(E_{inj}/\text{eV}) = 0.1$.

indice l : pour la masse des rayons cosmiques secondaires comprise entre 1 et 56.

indice m : pour l'énergie des rayons cosmiques secondaires. La taille de l'intervalle représenté par cet indice est également $\Delta \log_{10}(E_{det}/\text{eV}) = 0.1$ et correspond à la longueur des intervalles du spectre en énergie reconstruit par la collaboration Pierre Auger.

Ainsi les coefficients N_{jklm} correspondent aux nombres d'événements secondaires de masse A_l et d'énergie E_m (ou plus exactement avec une énergie comprise dans un intervalle de 0.1 en $\log_{10}(E)$ centré en $\log_{10}(E_m)$), produits à partir de rayons cosmiques primaires de masse A_j , injectés avec une énergie comprise dans l'intervalle centré en $\log_{10}(E_k)$.

La seconde étape consiste à la pondération à posteriori des événements simulés afin de tenir compte des hypothèses sur la forme du spectre injecté, décrit par le terme $q_{gen}(E_g)$ dans l'équation 5.5, et incorporées en pondérant les valeurs N_{jklm} . On définit alors les valeurs N_{lm} pour un jeu de paramètres (R_{cut}, γ, f_j) où R_{cut} est la rigidité maximale, en volt, décrivant l'énergie maximale qu'un rayon cosmique peut atteindre par $E_{cut} = Z_j R_{cut}$, avec Z_j la charge de l'espèce considérée γ est l'indice du spectre des rayons cosmiques primaires et f_j est la fraction de noyaux de masse A_j injectés. Cette pondération conduit à estimer le nombre d'événements de masse A_l observés avec une énergie E_m comme suit :

$$N_{lm} = \sum_{j=1}^{n_{A_j}} \sum_{k=1}^{n_{E_k}} w_{jk} N_{jklm} , \quad (5.7)$$

où les poids w_{jk} sont exprimés par :

$$w_{jk} = f_j \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{-\gamma} \begin{cases} 1 & , \text{ si } E < Z_j R_{cut} \\ \exp \left(-\frac{E_k}{Z_j R_{cut}} \right) & , \text{ sinon.} \end{cases} \quad (5.8)$$

A noter que puisque l'on travaille avec une échelle logarithmique en énergie, les poids de l'équation des rayons cosmiques aux ultra-hautes énergies.

6. La même notation est utilisée dans tout le chapitre.

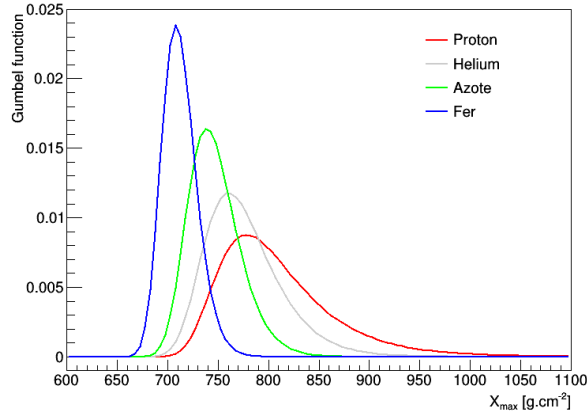


Figure 5.5 – Exemple de distributions en X_{\max} construites à partir des fonctions de Gumbel généralisées pour un proton, un noyau d’hélium, d’azote et de fer avec une énergie de 10 EeV. Ces exemples illustrent l’évolution de la moyenne et de l’écart-type des distributions en X_{\max} .

5.8 représentant le spectre en énergie, dN/dE_k des rayons cosmiques primaires doivent être modifiés pour obtenir $dN/d\log_{10}(E_k)$. L’énergie E_0 est l’énergie de référence choisie⁷, à laquelle les résultats sont donnés.

Cette dernière étape constitue le dernier ingrédient pour reconstruire le spectre observé ou diffusé prédit par l’équation 5.5. Dans un premier temps, nous définissons le spectre observé par l’équation suivante :

$$J_m^{\text{model}} = \sum_{l=1}^{n_{A_j}} \frac{N_{lm}}{\Delta E_m} = \sum_{l=1}^{n_{A_j}} \frac{N_{lm}}{\log(10)E_m \Delta \log_{10}(E_m)} \quad (5.9)$$

La notation J_m^{model} employée laisse entendre la reconstruction du spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. En réalité, à ce stade, ce que nous appelons J_m^{model} correspond simplement à l’évolution du nombre d’événements secondaires avec l’énergie. Afin d’obtenir le spectre en énergie, il est nécessaire de définir le flux correspondant à la luminosité L_0 des sources. Nous verrons dans la suite comment s’affranchir de l’estimation de L_0 .

La construction des distributions en X_{\max} des événements simulés est plus complexe. Idéalement, l’arrivée des rayons cosmiques secondaires devrait être suivie par la simulation du développement des gerbes atmosphériques qu’ils initient. Cependant, une telle procédure, au vu du nombre d’événements considérés, serait très lourde et nécessiterait d’ajouter les angles θ et φ de la direction d’arrivée des rayons cosmiques dans l’équation. Afin de s’affranchir de cette difficulté, les distributions en X_{\max} sont simulées à partir des travaux réalisés par De Domenico et al. [2013] et sont modélisées par les fonctions de Gumbel généralisées. Celles-ci sont le résultat de la transformation de l’équation 5.1 et se présentent sous la forme suivante :

$$g(u) = \frac{1}{\sigma} \frac{\lambda^\lambda}{\Gamma(\lambda)} \exp(-\lambda u - \lambda \exp(-u)) \quad (5.10)$$

où $u = (X_{\max} - X_0)/\sigma$. X_0 et σ sont des paramètres directement reliés à la moyenne et l’écart-type des distributions. A partir de simulations de gerbes atmosphériques CORSIKA, les paramètres X_0 , σ et λ sont définis en fonction de l’énergie et de la masse des rayons cosmiques (qui ici, sont les rayons cosmiques secondaires). On trouvera dans la référence [De Domenico et al., 2013] les paramétrisations de X_0 , σ et λ dont la mise à jour avec les derniers développements des modèles hadroniques, est présentée dans [Petrera and Salamida, 2018]. Un exemple de distributions construites à partir des fonctions de Gumbel généralisées est exposé sur la figure 5.5 pour différentes natures de rayons cosmiques secondaires. Ces distributions permettent également d’illustrer l’évolution de la moyenne et de

7. Nous verrons dans le chapitre 6, la justification du choix $E_0 = 10^{19}$ eV.

l'écart-type des distributions en X_{\max} . Plus la masse, et donc la charge, du rayon cosmique est importante, plus celui-ci interagira à des profondeurs d'atmosphère plus faible et plus la distribution en X_{\max} sera étroite. La dernière pièce du puzzle à ajouter pour pouvoir comparer les distributions simulées à celles reconstruites par l'Observatoire, correspond à la résolution et à l'acceptance du détecteur de fluorescence. Deux possibilités s'offrent alors à nous. La première suit la procédure de *forward-folding* appliquée aux données pour la reconstruction du spectre, c'est-à-dire l'application d'une correction à la valeur de X_{\max} pour reconstruire la valeur réelle. La seconde option consiste à appliquer la correction sur les simulations et construire des valeurs en X_{\max} telles qu'elles seraient observées par les détecteurs. C'est cette seconde option qui a été sélectionnée. Elle permet d'écrire la probabilité d'observer un événement dans l'intervalle x en X_{\max} selon la formule suivante :

$$G_{mx}^{\text{model}} = \sum_{l=1}^{n_{A_l}} \frac{N_{lm}}{\sum_{l=1}^{n_{A_l}} N_{lm}} \sum_{x=1}^{n_x} g_{lmx} \text{Acc}_m(x) \text{Res}_m(X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max}) . \quad (5.11)$$

L'indice x de l'équation 5.11 est celui des intervalles de X_{\max} dont la largeur est de 20 g cm^{-2} . La fonction de Gumbel généralisée pour un rayon cosmique secondaire de masse A_l et d'énergie E_m est échantillonnée tous les 20 g cm^{-2} définissant ainsi les valeurs de g_{lmx} . Les paramétrisations de l'acceptance $\text{Acc}_m(x)$ et de $\text{Res}_m(X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max})$ sont celles exposées par les équations 2.4 et 2.6.

La comparaison des données aux simulations est effectuée par la maximisation de la vraisemblance \mathcal{L} qui est le produit de la vraisemblance \mathcal{L}_J du spectre et de la vraisemblance $\mathcal{L}_{X_{\max}}$ des distributions en X_{\max} . En supposant une distribution gaussienne dans chaque intervalle en énergie, les intervalles étant indépendants les uns des autres, il est possible d'écrire \mathcal{L}_J comme :

$$\mathcal{L}_J = \prod_m \frac{1}{\sigma_m^{\text{data}} \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{J_m^{\text{data}} - K J_m^{\text{model}}}{\sigma_m^{\text{data}}} \right)^2 \right) \quad (5.12)$$

où J_m^{data} est la valeur du flux des rayons cosmiques reconstruit avec son incertitude statistique σ_m^{data} à partir des données, pour l'intervalle d'énergie m , centré en $\log_{10}(E_m)$ et corrigé des effets de résolution. Cette valeur de vraisemblance est ensuite comparée à la vraisemblance $\mathcal{L}_J^{\text{sat}}$ obtenue en considérant que les simulations reproduisent parfaitement les données et qu'ainsi $K J_m^{\text{model}} = J_m^{\text{data}}$, où K est le paramètre de normalisation du flux simulé. On écrit alors la déviance D_J qui permet de mesurer la qualité de l'ajustement pour la partie spectrale, comme le rapport $-2 \log(\mathcal{L}_J / \mathcal{L}_J^{\text{sat}})$. La définition de K est donnée par la résolution de l'équation $\partial D_J / \partial K = 0$ et est donc formulé comme :

$$K = \frac{\sum_m \frac{J_m^{\text{data}} J_m^{\text{model}}}{(\sigma_m^{\text{data}})^2}}{\sum_m \frac{J_m^{\text{model}} J_m^{\text{model}}}{(\sigma_m^{\text{data}})^2}} . \quad (5.13)$$

Le même raisonnement peut être appliqué à l'ajustement des distributions en X_{\max} . Le nombre d'événements dans chaque intervalle en X_{\max} est fixé par les données spectrales à n_m^{data} . La probabilité d'observer une distribution en X_{\max} décrite par les valeurs k_{mx} suit une loi multinomiale et permet d'écrire la vraisemblance de la partie composition comme :

$$\mathcal{L}_{X_{\max}} = \prod_m n_m^{\text{data}}! \prod_x \frac{1}{k_{mx}^{\text{data}}!} (G_{mx}^{\text{model}})^{k_{mx}^{\text{data}}} . \quad (5.14)$$

La qualité de l'ajustement D_{\max} , du modèle sur les distributions en X_{\max} est également obtenue en considérant que le modèle reproduit parfaitement les données. Finalement la qualité de l'ajustement combiné s'écrit comme la somme de D_J et de $D_{X_{\max}}$:

$$D = -2 \ln \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}^{\text{sat}}} = D_J + D_{X_{\max}} . \quad (5.15)$$

	ICRC 2015 (1 ^{er} minimum)	ICRC 2017 (1 ^{er} minimum)
$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	$18.65^{+0.02}_{-0.01}$	$18.16^{+0.05}_{-0.01}$
γ	$0.84^{+0.07}_{-0.04}$	$-1.5^{+0.6}_{-4.0}$
f_{H} [%]	0.00 ± 10^{-3}	77.7 ± 2.7
f_{He} [%]	68.7 ± 1.8	22.1 ± 2.5
f_{N} [%]	27.6 ± 1.8	0.18 ± 0.02
f_{Si} [%]	3.7 ± 1.1	$(7 \pm 2) 10^{-3}$
f_{Fe} [%]	0.00 ± 1.8	$(1.8 \pm 0.7) 10^{-4}$
D/N	202.01/125	258.2/124
D_J	19.85/15	14.12/15
$D_{X_{\text{max}}}$	182.16/110	244.08/109

Table 5.1 – Résultats de l’ajustement des paramètres R_{cut} , γ et des fractions f_j pour le premier minimum local.

Les simulations effectuées à l’aide des programmes *SimProp* supposent une origine extragalactique des rayons cosmiques primaires. Ce fait est établi pour des énergies au-delà de l’énergie de la cheville, ainsi la procédure détaillée dans les paragraphes précédents ne s’applique que pour des énergies supérieures à $10^{18.7}$ eV. Pour des énergies plus faibles, il est nécessaire d’ajouter la fin de la composante galactique. Cependant cette étude est au-delà des objectifs recherchés dans ce manuscrit mais est détaillée et discutée dans [Pierre Auger Collaboration, 2017a].

Les inconnues du modèle développé sont donc les suivantes : R_{cut} , γ et les fractions f_j des noyaux injectés. Nous avons suivi la procédure de [Pierre Auger Collaboration, 2017a] et constitué des paires $(\log_{10}(R_{\text{cut}}), \gamma)$, où R_{cut} est exprimé en volts. Cette procédure permet de n’avoir que les fractions à déterminer en minimisant la valeur de la déviance D . Ainsi un scan est effectué sur les valeurs possibles de $\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$ comprises entre 17.5 et 21.0 avec un pas de 0.01 et sur les valeurs possibles de γ comprises entre -1.5 et 2.5 avec également un pas de 0.01. Les fractions f_j sont alors estimées via la transformation suivante :

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \eta_1^2 \\
 f_2 &= \eta_2^2(1 - \eta_1^2) \\
 f_3 &= \eta_3^2(1 - \eta_1^2)(1 - \eta_2^2) \\
 &\vdots \\
 f_{n_{A_j}} &= \prod_{j=1}^{n_{A_j}-1} (1 - \eta_j^2)
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

Finalement, seules $n_{A_j} - 1$ masses sont estimées par l’ajustement, la dernière masse étant contrainte par la relation $\sum_j f_j = 1$.

5.3 Résultats de l’ajustement combiné

5.3.1 Mise à jour de l’étude avec les dernières données publiées

Afin de vérifier que les programmes que nous avons développés reproduisent les résultats publiés dans [Pierre Auger Collaboration, 2017a], nous avons commencé en considérant un modèle de composition construit avec l’injection des cinq masses suivantes : 1, 4, 14, 28, 56. Les résultats du balayage en terme de déviance, sont illustrés sur la figure 5.6 via l’estimation pour chaque paire (R_{cut}, γ) de la valeur de $\sqrt{D - D_{\text{min}}}$ où D_{min} est la déviance minimale obtenue. Cette figure semble exposer deux régions présentant un minimum local autour des valeurs de $\gamma = 1$ et $\gamma = 2$ pour les données présentées lors de la conférence ICRC 2015. On remarquera que la seconde région s’accorde avec l’indice spectral attendu dans le cas où les rayons cosmiques seraient accélérés par le mécanisme de Fermi du premier ordre. Afin de mieux visualiser ces régions, notamment pour les données présentées lors de la

	ICRC 2015 (2 ^{eme} minimum)	ICRC 2017 (2 ^{eme} minimum)
$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	$19.86^{+0.02}_{-0.03}$	$19.92^{+0.12}_{-0.03}$
γ	$2.00^{+0.02}_{-0.07}$	$2.02^{+0.01}_{-0.02}$
f_{H} [%]	0.00 ± 10^{-3}	0.00 ± 10^{-4}
f_{He} [%]	1.8 ± 9.4	0.0 ± 0.7
f_{N} [%]	88.4 ± 11.9	83.2 ± 2.2
f_{Si} [%]	8.7 ± 6.7	16.8 ± 2.7
f_{Fe} [%]	1.0 ± 2.6	0.00 ± 10^{-5}
D/N	237.73/125	442.72/124
D_J	11.28/15	37.49/15
$D_{X_{\text{max}}}$	226.45/110	405.23/109

Table 5.2 – Résultats de l'ajustement des paramètres R_{cut} , γ et des fractions f_j pour le second minimum local.

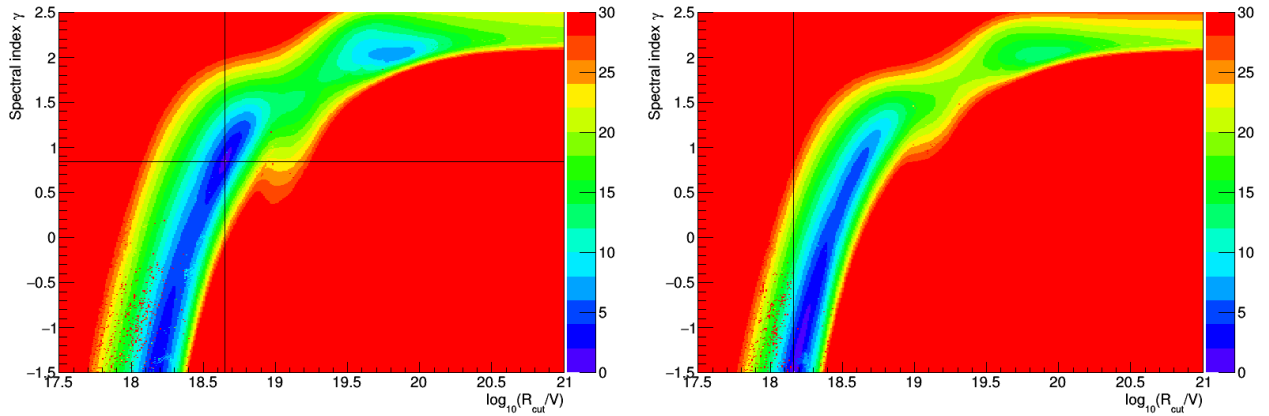


Figure 5.6 – Résultats du balayage des paires (R_{cut}, γ) pour les données publiées lors de l'ICRC 2015, à gauche, et de l'ICRC 2017, à droite. Les couleurs représentent les valeurs de la racine carrée suivante : $\sqrt{D - D_{\text{min}}}$, où D_{min} est la déviance minimale (équation 5.15) obtenue pour des valeurs de R_{cut} et γ indiquées par les lignes continues noires.

conférence ICRC 2017, nous avons déterminé la valeur minimale de la déviance pour chaque valeur de l'indice spectral considéré et nous les avons reportées sur la figure 5.7. Finalement il est possible de discerner trois régions sur la figure 5.7 à gauche. La première s'étend entre des valeurs de γ comprises entre -1.5 et 0, la seconde entre 0.7 et 1.2 et la dernière entre 1.7 et 2.2. Ces valeurs correspondent respectivement à des valeurs en R_{cut} comprises entre [18.0; 18.4], [18.4; 18.7] et [19.7; 20.2]. Les fractions f_j des masses injectées sont reportées avec les valeurs obtenues de R_{cut} et γ pour le premier minimum dans la table 5.1 et le second minimum dans la table 5.2. Les erreurs sur R_{cut} et γ sont estimées en considérant l'intervalle $D \leq D_{\text{min}} + 1$.

Le second minimum est peu affecté par le changement de lots de données bien que la qualité du fit soit significativement dégradée. Les deux lots de données présentent, pour ce jeu de paramètres (R_{cut}, γ) , une composition dominée par les noyaux d'azote à laquelle s'ajoutent des noyaux de silicium et de fer afin d'atteindre les plus hautes énergies.

Le premier minimum local est quant à lui significativement modifié. La figure 5.7 montre qu'avec les données de l'ICRC 2017, le minimum migre, en terme de γ , de la région [0.7; 1.2] à la région [-1.5; 0.], le balayage commençant à une valeur de $\gamma = -1.5$. Afin de comprendre pourquoi l'ajout de deux ans de données produit ces changements, nous avons construit les spectres injectés aux sources (figure 5.8), les spectres observés sur Terre des rayons cosmiques secondaires (figure 5.9) et les spectres observés des rayons cosmiques primaires (figure 5.10). Le spectre en énergie des rayons cosmiques primaires correspond au spectre en énergie de tous les noyaux secondaires atteignant la Terre, et produits à

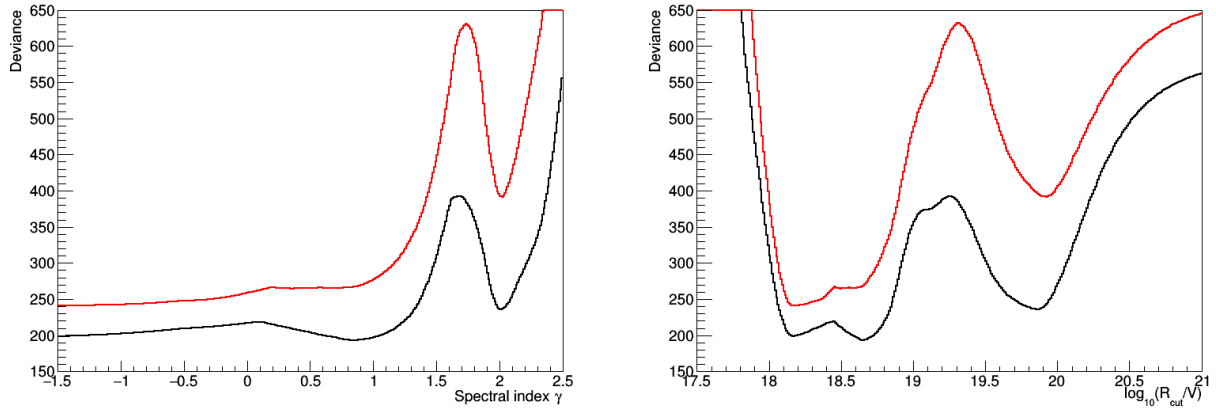


Figure 5.7 – Projection des valeurs minimales de déviance de la figure 5.6 sur l’axe de l’indice spectral γ , à gauche, et de la rigidité maximale R_{cut} , à droite, pour les données de l’ICRC 2015 en noir, et de l’ICRC 2017 en rouge.

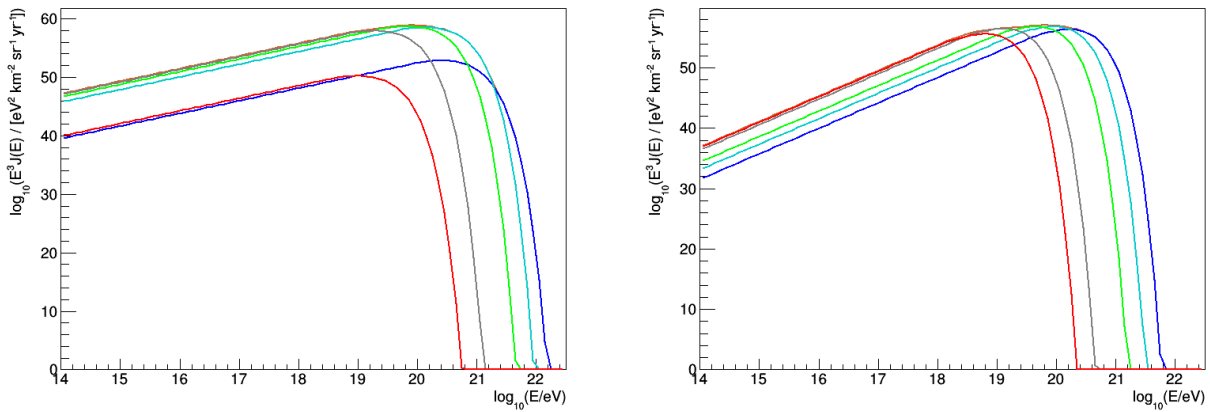


Figure 5.8 – Spectre en énergie injecté aux sources, avec les résultats de l’ajustement des données de l’ICRC 2015 à gauche, et de l’ICRC 2017 à droite. La forme du spectre est définie par l’équation 5.8. Les spectres injectés pour des noyaux d’hydrogène, d’hélium, d’azote, de silicium et de fer sont respectivement représentés en rouge, gris, vert, cyan et bleu.

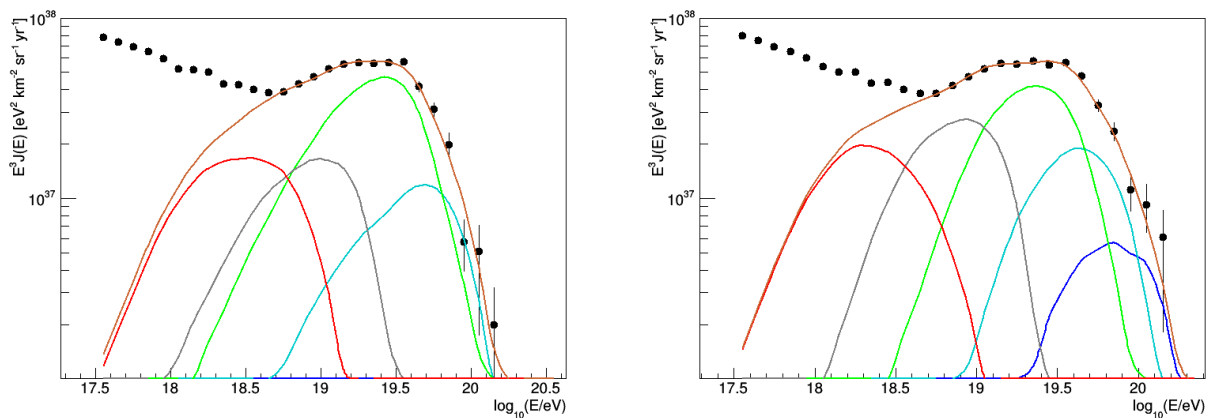


Figure 5.9 – Spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. Le spectre reconstruit à partir des données est représenté par les points noirs, à gauche pour l’ICRC 2015 et à droite pour l’ICRC 2017. Le spectre total construit à partir des simulations est présenté par la ligne marron. Les lignes continues rouge, grise, verte, cyan et bleue correspondent aux spectres des rayons cosmiques secondaires dont la masse est respectivement de $A = 1$, $2 \leq A \leq 4$, $5 \leq A \leq 22$, $23 \leq A \leq 38$, $39 \leq A \leq 56$.

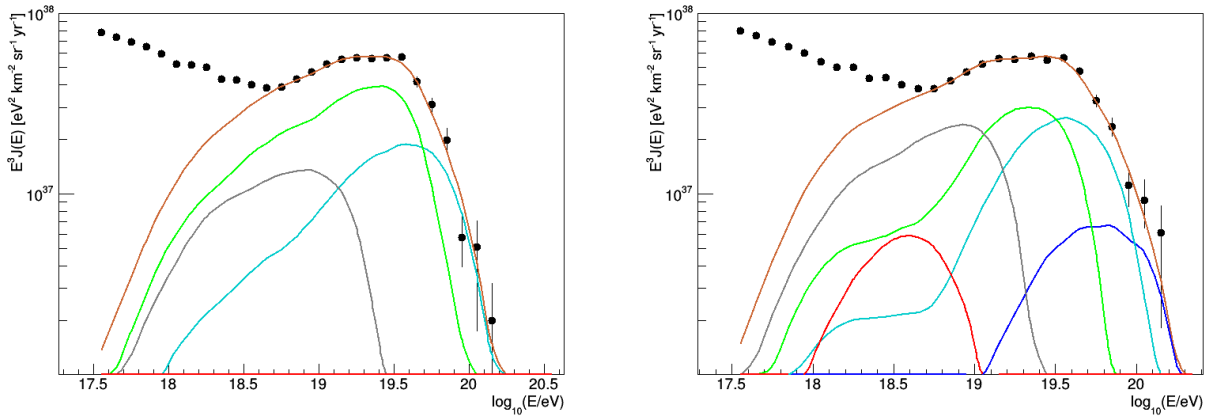


Figure 5.10 – Spectre en énergie, observé sur Terre, des rayons cosmiques primaires. La construction de ces spectres est détaillée dans le texte. Les points noirs représentent les spectres reconstruits à partir des données de l'ICRC 2015 à gauche et de l'ICRC 2017 à droite. Les spectres des rayons cosmiques primaires sont illustrés en rouge pour les protons, en gris pour les noyaux d'hélium, en vert pour les noyaux d'azote, en cyan pour les noyaux de silicium et en bleu pour les noyaux de fer.

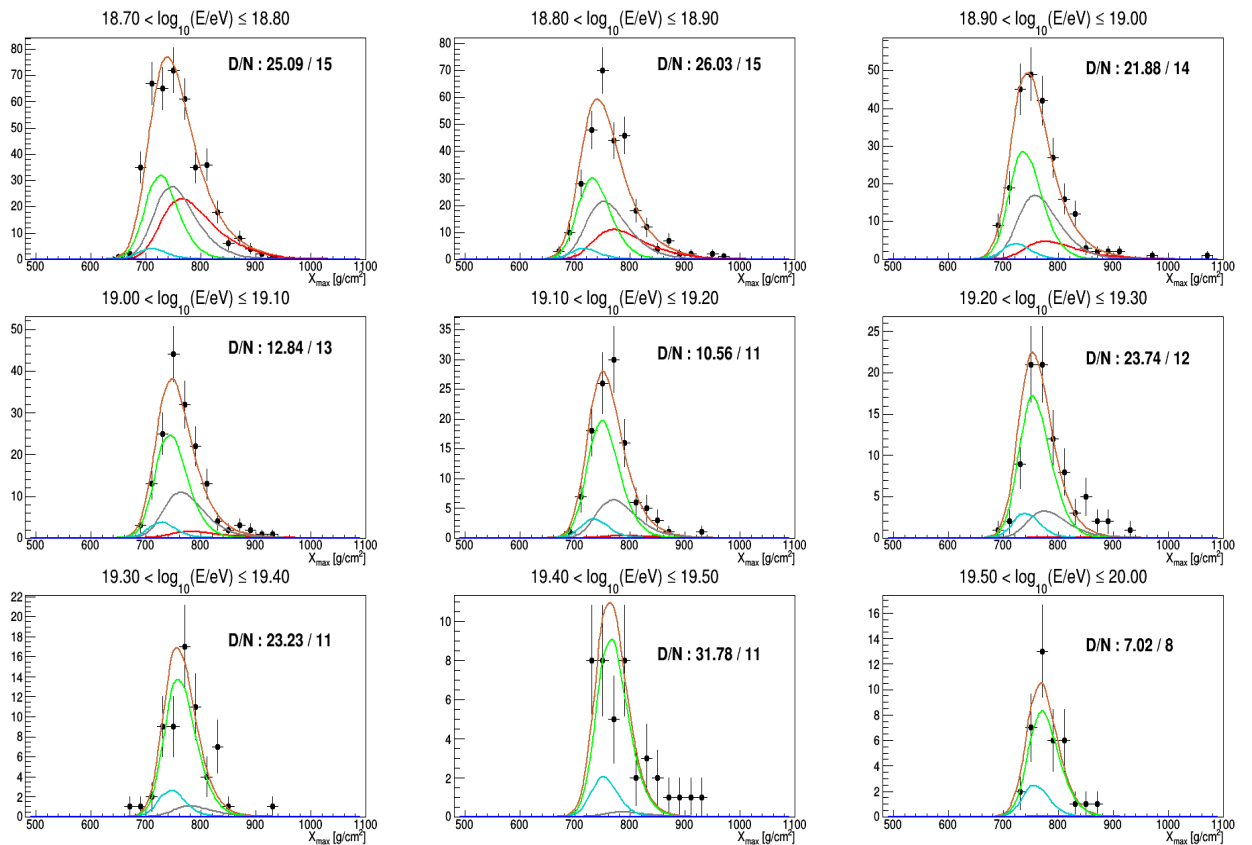


Figure 5.11 – Distributions en X_{\max} reconstruites à partir des données de l'ICRC 2015 et présentées en noires pour chaque intervalle en énergie participant à l'ajustement combiné. Les courbes colorées représentent les distributions attendues pour des rayons cosmiques secondaires dont la masse est $A = 1$ (rouge), $2 \leq A \leq 4$ (gris), $5 \leq A \leq 22$ (vert), $23 \leq A \leq 38$ (cyan), $39 \leq A \leq 56$ (bleu), tandis que la somme de ces distributions est présentée en marron. Les valeurs D/N correspondent à la déviance calculée dans chacun des intervalles en énergie et le nombre de degrés de liberté associé.

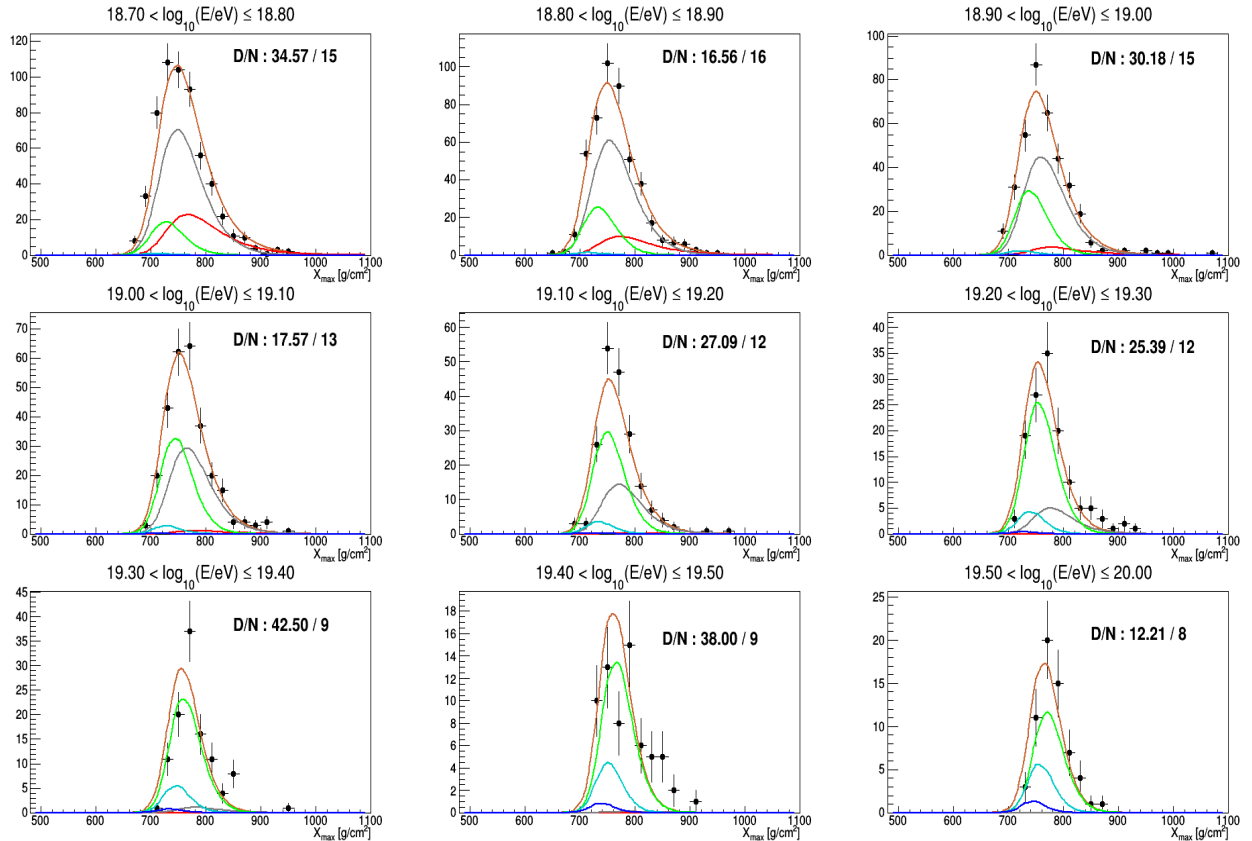


Figure 5.12 – Légende identique à celle de la figure 5.11 mais avec les données de l’ICRC 2017.

partir d’un primaire de masse A_j . Ainsi la courbe bleue, par exemple, représente le spectre des noyaux secondaires produits à partir d’un noyau de fer. Les distributions en X_{\max} reconstruites à partir des données sont superposées à celles reconstruites avec les événements simulés sur les figures 5.11 pour les données de l’ICRC 2015 et 5.12 pour celles de l’ICRC 2017.

La première différence concerne les proportions injectées de fer. Dans les deux cas, la fraction f_{Fe} est faible, sinon nulle. Néanmoins il est important de se souvenir que les fractions sont ajustées pour l’énergie de référence $E_0 = 10^{19}$ eV. On voit alors sur les figures 5.8 et 5.10 que la composition, pour les données de l’ICRC 2017, est constituée de fer aux plus hautes énergies bien que la fraction f_{Fe} soit inférieure au pourcent. Cette composante de fer est contrebalancée par l’injection d’un grand nombre de protons afin d’ajuster les distributions de X_{\max} .

L’amélioration de la déviance D_J se comprend lorsque l’on jette un regard sur la figure 5.13 qui superpose les spectres reconstruits à partir des données de l’ICRC 2015 (noir) et de l’ICRC 2017 (rouge). L’amélioration de la déviance D_J est due à l’augmentation du nombre d’événements reconstruits par l’Observatoire Pierre Auger aux plus hautes énergies qui se traduit par l’injection de noyaux de fer à ces mêmes énergies (figure 5.10). En ce qui concerne la déviance $D_{X_{\max}}$, celle-ci est dégradée pour deux raisons. La première est simplement due à l’augmentation de la statistique. En effet si l’on reprend la figure 2.8, on s’aperçoit que les queues des distributions en X_{\max} sont augmentées de quelques unités, augmentant de ce fait l’écart entre le modèle et les données. La seconde raison provient de l’injection du fer aux plus hautes énergies. En comparant les distributions en X_{\max} pour l’intervalle d’énergie $19.5 \leq E \leq 20.0$, on remarque que l’ajout du fer, et donc la production de noyaux lourds arrivant sur Terre, décale la distribution vers des valeurs de X_{\max} plus faibles, augmentant ainsi la déviance $D_{X_{\max}}$.

Le dernier point à traiter consiste en la comparaison des spectres en énergie des rayons cosmiques secondaires (figure 5.9) et primaires (figure 5.10). Cette comparaison permet de visualiser la constitution de la composante proton. Tandis qu’avec les données de l’ICRC 2015, l’ensemble de la composante proton était constitué des produits des interactions de noyaux plus lourds dans le milieu intergalac-

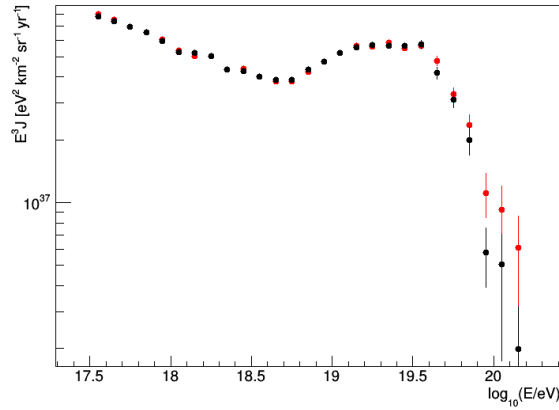


Figure 5.13 – Spectre en énergie des événements enregistrés par l’Observatoire Pierre Auger, pour les données de l’ICRC 2015 en noire et de l’ICRC 2017 en rouge.

	EPOS-LHC	Sibyll2.3	QGSJetII-04
$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	$18.16^{+0.05}_{-0.01}$	$18.54^{+0.16}_{-0.03}$	$19.81^{+0.03}_{-0.01}$
γ	$-1.5^{+0.6}_{-4.0}$	$0.91^{+0.10}_{-0.33}$	$2.02^{+0.02}_{-0.01}$
f_{H} [%]	77.7 ± 2.7	0.00 ± 10^{-5}	10.4 ± 2.5
f_{He} [%]	22.1 ± 2.5	82.3 ± 2.2	78.9 ± 5.1
f_{N} [%]	0.18 ± 0.02	11.7 ± 2.7	10.7 ± 3.8
f_{Si} [%]	$(7 \pm 2) 10^{-3}$	5.9 ± 0.9	0.00 ± 10^{-4}
f_{Fe} [%]	$(1.8 \pm 0.7) 10^{-4}$	0.1 ± 0.2	0.00 ± 10^{-5}
D/N	258.2/124	248.6/124	643.36/124
D_J	14.12/15	18.79/15	41.19/15
$D_{X_{\text{max}}}$	244.08/109	229.81/109	602.17/109

Table 5.3 – Résultats de l’ajustement des paramètres R_{cut} , γ et des fractions f_j pour les modèles hadroniques EPOS-LHC, Sibyll2.3 et QGSJetII-04.

tique, les données de l’ICRC 2017 montrent une composante de protons primaires. L’intérêt de cette composante est qu’elle peut contraindre les modèles d’accélération via la détermination des contreparties en neutrinos et en photon gamma attendues⁸.

Nous avons pu dans cette première partie détailler la procédure développée et employée afin d’étudier les données de spectre et de composition. Les résultats obtenus avec les données de l’ICRC 2015 sont en accord avec ceux publiés dans [Pierre Auger Collaboration, 2017a]. La mise à jour de ces résultats sur les données de l’ICRC 2017 permet d’entrevoir les difficultés de l’ajustement combiné. Dans la suite, nous présentons les résultats sur les données de l’ICRC 2017 seulement, obtenus afin d’optimiser le choix du modèle hadronique paramétrant les fonctions de Gumbel généralisées et le choix des masses injectées à la source.

5.3.2 Test du modèle hadronique de développement des gerbes atmosphériques

Le modèle hadronique utilisé pour la construction des distributions en X_{max} dans les paragraphes précédents est EPOS-LHC. Cependant d’autres modèles ont été développés indépendamment, dont notamment QGSJetII-04, utilisé par l’expérience *Telescope Array* pour interpréter ses données de composition, et Sibyll2.3. Les résultats de l’ajustement combiné sont présentés dans la table 5.3 pour ces différents modèles. La déviance totale $D = D_J + D_{X_{\text{max}}}$ la plus basse est estimée avec le modèle

8. Malheureusement le temps m’a manqué pour pouvoir construire les spectres en énergie attendus pour ces deux populations.

Noyau injecté	D	D_J	$D_{X_{\max}}$	$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	γ
Proton	1786.33	116.28	1670.05	$19.51^{+0.01}_{-0.02}$	$2.28^{+0.01}_{-0.02}$
Hélium	1146.37	63.66	1082.71	$19.88^{+0.01}_{-0.02}$	$2.06^{+0.01}_{-0.02}$
Azote	405.78	172.55	233.23	$18.73^{+0.02}_{-0.01}$	$1.02^{+0.01}_{-0.03}$
Silicium	643.81	138.98	504.83	$19.14^{+0.01}_{-0.02}$	$1.41^{+0.01}_{-0.01}$
Fer	1604.11	626.60	977.51	$19.26^{+0.01}_{-0.02}$	$1.00^{+0.02}_{-0.01}$

Table 5.4 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition pure.

Sibyll2.3. L’injection de noyaux de fer ne permet pas de construire un spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires meilleur que celui avec le modèle EPOS-LHC, mais améliore (ou ne dégrade pas) la déviance en X_{\max} . Les résultats obtenus avec le modèle QGSJetII-04 dégradent à la fois l’ajustement sur le spectre et sur les distributions en X_{\max} .

Afin de comprendre les différences entre les trois modèles testés, une étude plus fine de ces derniers est nécessaire. En attendant qu’une telle étude soit menée, nous avons dans la suite considéré seulement le modèle EPOS-LHC pour lequel l’étude présentée dans [Torralba Elife, 2018] a montré les meilleurs résultats.

5.3.3 Test de différents modèles de composition

Le dernier point que nous voulions soulever dans ce chapitre est celui du modèle de composition à adopter. Comme nous l’avons vu en introduction, l’expérience *Telescope Array* et l’Observatoire Pierre Auger présentent des interprétations des distributions en X_{\max} complètement différentes. La question est donc de savoir s’il est possible d’obtenir un ajustement satisfaisant des données de spectre et de composition avec une hypothèse sur les noyaux injectés différentes. Sans a priori sur la question, nous avons simplement testé toutes les combinaisons possibles avec les noyaux d’hydrogène, d’hélium, d’azote, de silicium et de fer.

Composition pure

Le modèle le plus simple de composition que nous pouvons tester est celui d’une composition pure. Bien que semblant incompatible avec les évolutions de la moyenne et de l’écart-type des distributions en X_{\max} , ces tests sont effectués afin d’en apporter éventuellement une preuve supplémentaire. Les résultats sont réunis dans la table 5.4 et les spectres en énergie des rayons cosmiques secondaires sont présentés sur la figure 5.14. Afin de ne pas alourdir la lecture de ce chapitre, les figures des résultats du balayage, des spectres en énergie des rayons cosmiques primaires, et des distributions en X_{\max} sont présentées dans l’annexe A.

A l’exception d’une composition pure de noyaux d’azote, les modèles ne permettent pas de reproduire les distributions en X_{\max} . Cependant le modèle de composition pure d’azote ne reproduit pas le spectre des rayons cosmiques aux plus hautes énergies.

Nous pouvons également constater que l’indice spectral γ diminue avec la masse du primaire considéré jusqu’à des masses $A_j = 14$, que l’on peut observer sur la figure 5.14 avec une augmentation de la dureté du spectre. La valeur de R_{cut} s’adapte à la nécessité de produire des noyaux légers aux plus hautes énergies, ainsi on peut observer que la composante de protons secondaires atteint des énergies supérieure à $10^{19.5}$ eV.

Composition à deux masses

Lorsqu’une composition à deux masses est considérée, les meilleurs ajustements sont obtenus pour les modèles Proton/Azote, Hélium/Azote, Azote/Silicium et Azote/Fer, comme indiqué par les tables 5.5 et 5.5. Compte tenu des résultats des modèles de composition pure, il n’est pas surprenant d’observer que les associations avec les noyaux d’azote conduisent aux meilleurs résultats. Le meilleur ajustement correspond à une composition mixte de 98.4% d’azote et de 1.6% de fer. L’ajout du fer

Noyaux injectés	D	D_J	$D_{X_{\max}}$	$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	γ
Proton/Hélium	1146.37	63.66	1082.71	$19.88^{+0.01}_{-0.02}$	$2.06^{+0.01}_{-0.02}$
Proton/Azote	405.78	172.55	233.23	$18.73^{+0.02}_{-0.01}$	$1.02^{+0.01}_{-0.03}$
Proton/Silicium	595.86	103.83	492.03	$19.09^{+0.02}_{-0.01}$	$1.44^{+0.03}_{-0.01}$
Proton/Fer	1055.51	58.24	997.27	$19.51^{+0.02}_{-0.01}$	$2.31^{+0.02}_{-0.01}$
Hélium/Azote	400.69	183.52	217.17	$18.67^{+0.01}_{-0.02}$	$0.85^{+0.02}_{-0.01}$
Hélium/Silicium	408.25	80.75	327.50	$18.30^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.34^{+0.06}_{-0.09}$
Hélium/Fer	735.50	30.27	705.23	$19.87^{+0.01}_{-0.03}$	$2.13^{+0.02}_{-0.01}$
Azote/Silicium	428.55	69.77	282.55	$18.78^{+0.01}_{-0.01}$	$1.14^{+0.03}_{-0.02}$
Azote/Fer	367.90	100.45	267.45	$18.75^{+0.02}_{-0.01}$	$1.10^{+0.05}_{-0.01}$
Silicium/Fer	643.81	138.98	504.83	$19.14^{+0.02}_{-0.01}$	$1.41^{+0.03}_{-0.01}$

Table 5.5 – Résultat de l'ajustement des modèles de composition à deux masses.

Noyaux injectés	D	f_{H} [%]	f_{He} [%]	f_{N} [%]	f_{Si} [%]	f_{Fe} [%]
Proton/Hélium	1146.37	0.00 ± 0.03	100.00 ± 0.03	-	-	-
Proton/Azote	405.78	0.00 ± 0.02	-	100.00 ± 0.02	-	-
Proton/Silicium	595.86	55.18 ± 0.04	-	-	44.82 ± 0.04	-
Proton/Fer	1055.51	84.1 ± 1.0	-	-	-	15.9 ± 1.0
Hélium/Azote	400.69	-	39.8 ± 2.6	60.2 ± 2.6	-	-
Hélium/Silicium	408.25	-	99.46 ± 0.01	-	0.54 ± 0.01	-
Hélium/Fer	735.50	-	85.3 ± 0.9	-	-	14.7 ± 0.9
Azote/Silicium	428.55	-	-	91.0 ± 0.9	9.0 ± 0.9	-
Azote/Fer	367.90	-	-	98.4 ± 0.3	-	1.6 ± 0.3
Silicium/Fer	643.81	-	-	-	100.0 ± 10^{-7}	0.00 ± 10^{-7}

Table 5.6 – Résultat de l'ajustement des modèles de composition à deux masses pour les fractions f_j .

Noyaux injectés	D	D_J	$D_{X_{\max}}$	$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	γ
Proton/Hélium/Azote	400.69	183.52	217.17	$18.67^{+0.01}_{-0.02}$	$0.85^{+0.02}_{-0.01}$
Proton/Hélium/Silicium	408.25	80.75	327.50	$18.30^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.34^{+0.06}_{-0.09}$
Proton/Hélium/Fer	735.50	30.28	705.22	$19.87^{+0.03}_{-0.01}$	$2.13^{+0.02}_{-0.01}$
Proton/Azote/Silicium	350.45	67.61	282.54	$18.77^{+0.02}_{-0.01}$	$1.13^{+0.02}_{-0.03}$
Proton/Azote/Fer	367.53	97.74	269.79	$18.75^{+0.02}_{-0.01}$	$1.11^{+0.03}_{-0.02}$
Proton/Silicium/Fer	595.87	103.83	492.04	$19.09^{+0.02}_{-0.01}$	$1.44^{+0.03}_{-0.01}$
Hélium/Azote/Silicium	266.0	32.0	234.0	$18.34^{+0.01}_{-0.03}$	$-0.51^{+0.09}_{-0.13}$
Hélium/Azote/Fer	300.86	77.79	223.07	$18.36^{+0.03}_{-0.01}$	$-0.44^{+0.17}_{-0.10}$
Hélium/Silicium/Fer	408.25	80.76	327.49	$18.30^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.34^{+0.06}_{-0.09}$
Azote/Silicium/Fer	428.55	69.77	282.55	$18.78^{+0.01}_{-0.01}$	$1.14^{+0.03}_{-0.02}$

Table 5.7 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à trois masses.

Noyaux injectés	D	f_{H} [%]	f_{He} [%]	f_{N} [%]	f_{Si} [%]	f_{Fe} [%]
Proton/Hélium/Azote	400.69	0.00 ± 10^{-3}	39.8 ± 5.3	60.2 ± 2.7	-	-
Proton/Hélium/Silicium	408.25	0.00 ± 0.02	99.5 ± 9.8	-	0.53 ± 0.01	-
Proton/Hélium/Fer	735.50	0.00 ± 0.01	85.3 ± 4.9	-	-	14.7 ± 0.9
Proton/Azote/Silicium	350.45	18.7 ± 9.9	-	73.1 ± 9.2	8.2 ± 0.7	-
Proton/Azote/Fer	367.53	6.3 ± 9.4	92.0 ± 18.7	-	-	1.7 ± 0.4
Proton/Silicium/Fer	595.87	55.2 ± 3.4	-	-	44.8 ± 2.2	0.00 ± 10^{-4}
Hélium/Azote/Silicium	266.0	-	97.8 ± 0.2	1.84 ± 0.09	0.27 ± 0.05	-
Hélium/Azote/Fer	300.86	-	96.05 ± 0.20	3.92 ± 0.07	-	0.33 ± 0.04
Hélium/Silicium/Fer	408.25	-	99.47 ± 0.01	-	0.53 ± 0.05	0.00 ± 10^{-6}
Azote/Silicium/Fer	428.55	-	-	91.0 ± 0.9	9.0 ± 0.5	0.00 ± 10^{-4}

Table 5.8 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à trois masses pour les fractions f_j .

permet un meilleur ajustement du spectre en énergie 5.15 mais conduit à une dégradation de l’ajustement des distributions en X_{\max} aux plus hautes énergies par rapport à une composition pure d’azote.

Composition à trois masses

A ce stade, les modèles de composition pure ou à deux masses ne permettent pas de reproduire les données de spectre et de composition avec des valeurs de déviations satisfaisantes. Un noyau supplémentaire est donc ajouté au modèle de composition. Les résultats des modèles à trois masses sont reportés dans les tables 5.7 et 5.8. Au fur et à mesure que le nombre de masses augmente, la déviance totale D diminue. Le meilleur ajustement est pour un modèle de composition à trois masses, obtenu en considérant une composition dominée par l’hélium (97.8%) auquel s’ajoute 1.84% d’azote et 0.27% de silicium. Les valeurs de déviance de ce modèle se rapprochent des valeurs minimales obtenues par un modèle à cinq masses.

Composition à quatre masses

Les dernières configurations testées sont les combinaisons à quatre masses. Le meilleur modèle obtenu est celui considérant 68.0% de protons, 31.6% d’hélium, 0.33% d’azote et 0.02% de silicium. Si l’on compare ces résultats avec le modèle à cinq masses, on s’aperçoit encore une fois de la nécessité d’ajouter des noyaux de fer dans le modèle de composition afin de reproduire la partie du spectre aux énergies les plus extrêmes. Les valeurs de R_{cut} et de γ sont compatibles avec celles précédemment estimées. Les tables 5.9 et 5.10 regroupent les meilleurs résultats des autres combinaisons à quatre masses.

Noyaux injectés	D	D_J	$D_{X_{\max}}$	$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	γ
Proton/Hélium/Azote/Silicium	260.82	20.52	240.30	$18.22^{+0.05}_{-0.04}$	$-1.23^{+0.11}_{-3.74}$
Proton/Hélium/Azote/Fer	276.78	40.71	236.07	$18.18^{+0.02}_{-0.01}$	$-1.50^{+4.01}_{-0.10}$
Proton/Hélium/Silicium/Fer	408.26	80.74	327.52	$18.30^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.34^{+0.06}_{-0.09}$
Proton/Azote/Silicium/Fer	350.46	67.62	282.84	$18.77^{+0.02}_{-0.01}$	$1.13^{+0.03}_{-0.02}$
Hélium/Azote/Silicium/Fer	265.75	32.12	233.63	$18.34^{+0.03}_{-0.01}$	$-0.51^{+0.15}_{-0.09}$

Table 5.9 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à quatre masses.

Noyaux injectés	D	f_{H} [%]	f_{He} [%]	f_{N} [%]	f_{Si} [%]	f_{Fe} [%]
H/He/N/Si	260.82	68.0 ± 3.9	31.6 ± 2.3	0.33 ± 0.04	0.02 ± 10^{-3}	-
H/He/N/Fe	276.78	80.5 ± 1.9	19.2 ± 1.1	0.25 ± 10^{-3}	-	0.00 ± 10^{-5}
H/He/Si/Fe	408.26	0.00 ± 10^3	99.5 ± 9.2	-	0.50 ± 0.05	0.00 ± 10^{-6}
H/N/Si/Fe	350.46	18.7 ± 9.3	-	73.1 ± 9.3	8.2 ± 0.7	0.00 ± 10^{-5}
He/N/Si/Fe	265.75	-	97.8 ± 0.2	1.94 ± 0.05	0.26 ± 0.02	0.0010^{-3}

Table 5.10 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à quatre masses pour les fractions f_j .

5.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre nous a donné la possibilité de voir la méthode permettant d’interpréter les distributions en X_{\max} établies dans le chapitre 2. La procédure employée à cette fin par l’expérience *Telescope Array* et l’Observatoire Pierre Auger, bien que similaire, conduit à des résultats incompatibles, l’une observant une composition pure de protons tandis que la seconde requiert une composition mixte évoluant avec l’énergie.

Dans un second temps, nous avons détaillé la méthode permettant d’étudier simultanément les données de spectre et de composition pour des énergies supérieures à $10^{18.7}$ eV, afin de ne considérer que la composante extragalactique des rayons cosmiques. Pour cela, les programmes de simulations *SimProp* permettent la simulation de la propagation d’un rayon cosmique de masse A avec une énergie E , dans le milieu intergalactique, depuis la position de leur source jusqu’à la Terre. Il est important de noter que les programmes *SimProp* ne sont qu’à une dimension. Un rayon cosmique est injecté à une distance ou à un redshift z donné, et on s’intéresse simplement ensuite à l’énergie et à la nature des rayons cosmiques secondaires produits. Ainsi les champs magnétiques rencontrés, les directions d’arrivée des noyaux secondaires, etc. ne sont pas considérés. De plus, à ce stade, les sources de rayons cosmiques d’ultra-haute énergie sont identiques et leur distribution est homogène en z^{-2} .

A partir des données simulées par les programmes *SimProp*, nous avons détaillé la procédure de l’ajustement combiné des données de spectre et de composition par minimisation de la déviance D définie comme la somme des déviances sur le spectre et sur les distributions en X_{\max} . Les résultats pour les données des ICRC 2015 et ICRC 2017 ont été reconstruits. Les premiers, afin de s’assurer que les programmes développés au cours de la thèse reproduisent ceux publiés, et les seconds afin d’augmenter la statistique des événements. Plusieurs modèles de composition ont été testés et ont finalement montré la nécessité d’injecter des noyaux de fer afin de reproduire le plus fidèlement possible le spectre des rayons cosmiques secondaires aux énergies les plus extrêmes. Cependant, cet ajout se traduit par une dégradation de l’ajustement des données de composition aux mêmes énergies. Les valeurs de R_{cut} et de γ conduisent à la construction d’un spectre aux sources avec $\gamma < 0$ que les modèles d’accélération actuels ne justifient pas.

Le dernier chapitre de ce manuscrit, s’intéresse à la modification des modèles de composition et notamment la recherche de protons primaires extragalactiques, la modification de la distribution des sources avec l’application de la correction de la surdensité locale de galaxies autour de la Voie Lactée et la prise en compte de l’évolution des sources dans le temps.

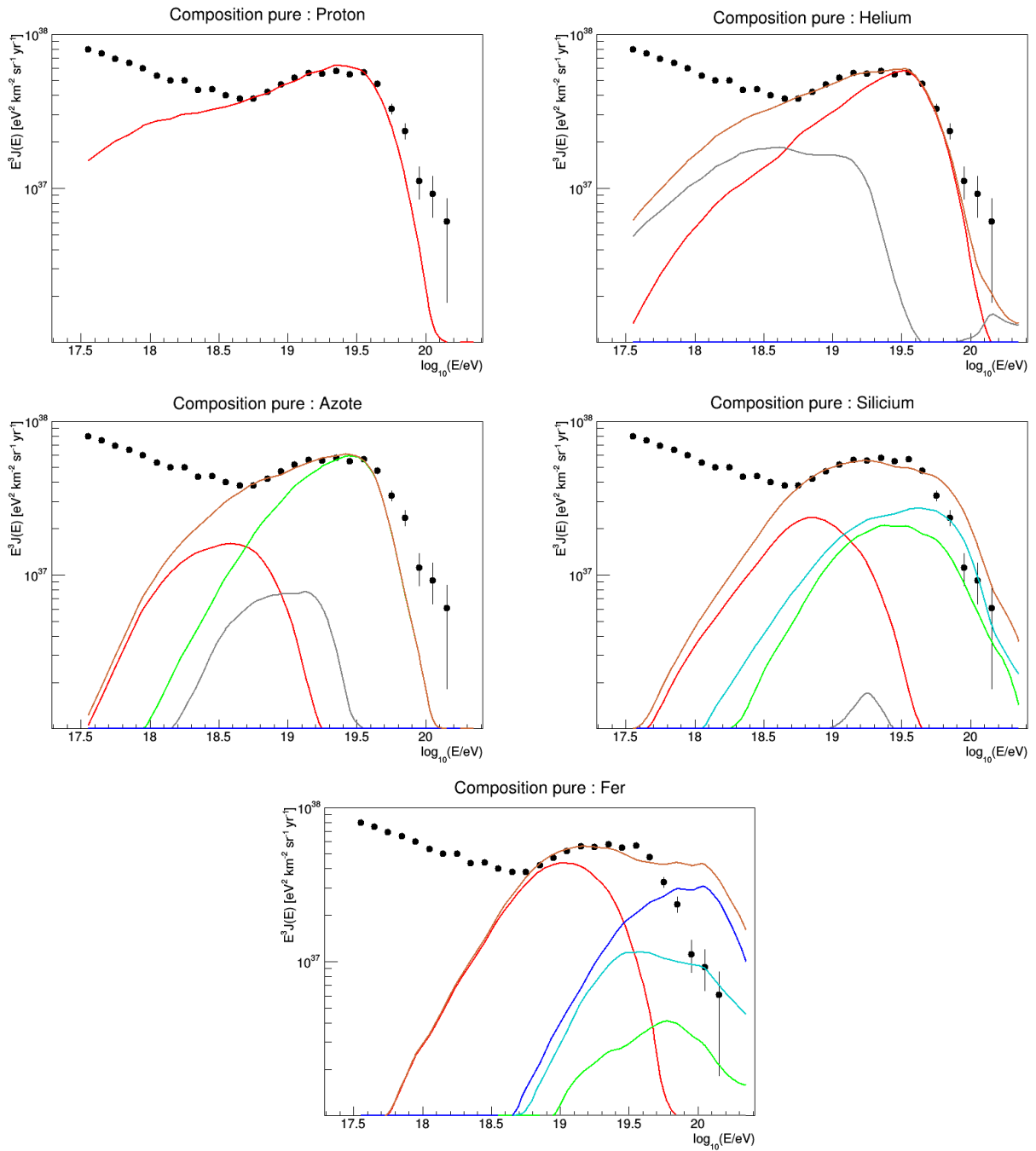


Figure 5.14 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition pure sur le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. La légende de ces figures est identique à celle de la figure 5.9.

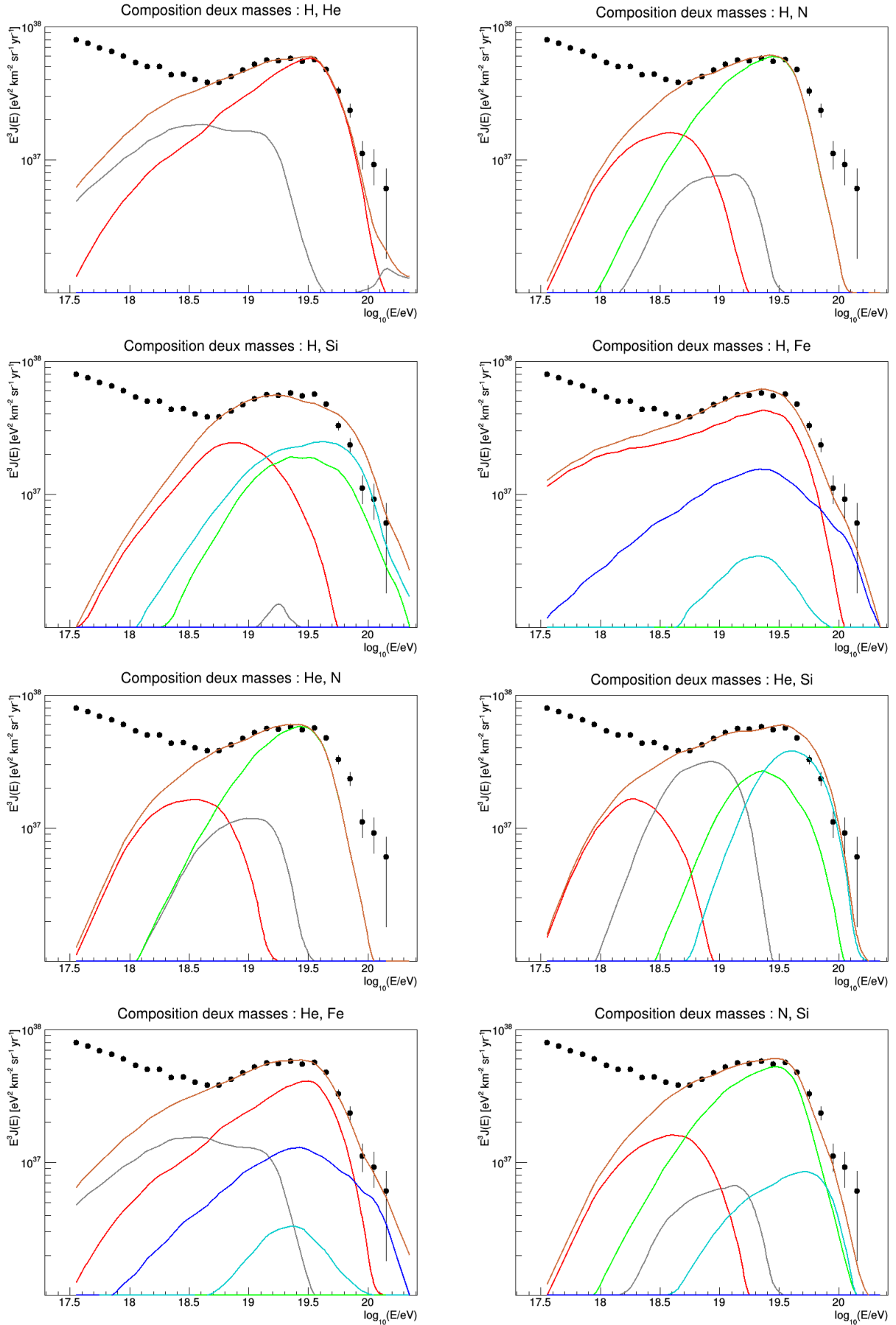


Figure 5.15 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à deux masses sur le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. La légende de ces figures est identique à celle de la figure 5.9.

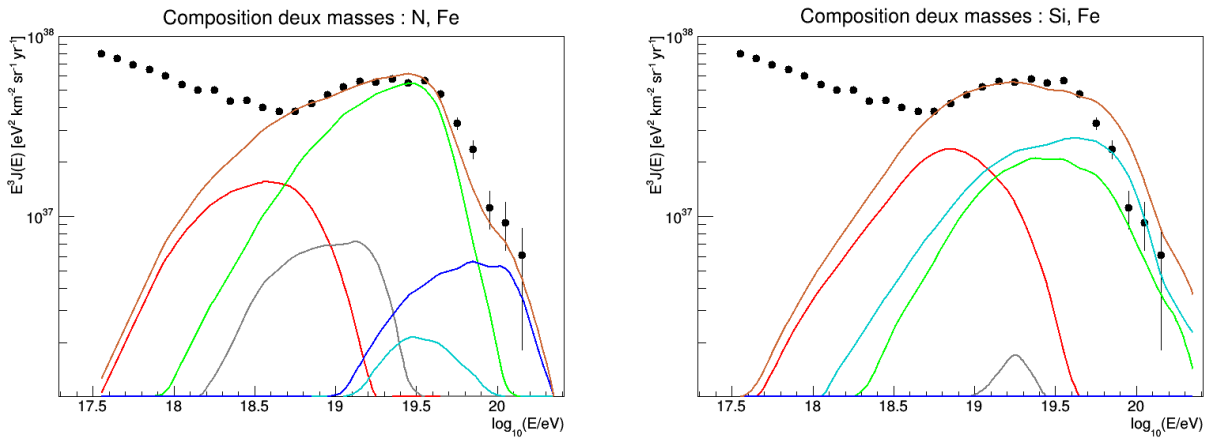


Figure 5.16 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à deux masses sur le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. La légende de ces figures est identique à celle de la figure 5.9. (suite)

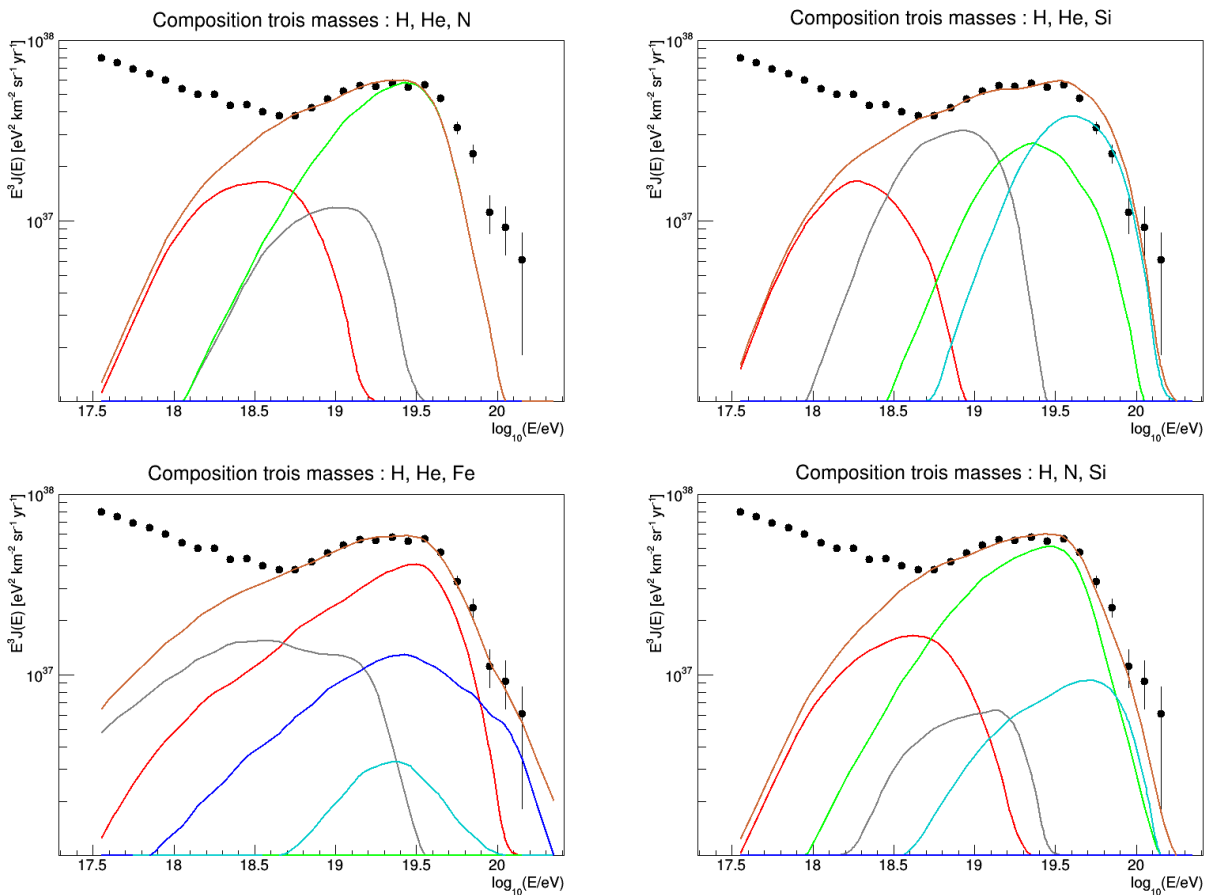


Figure 5.17 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à trois masses sur le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. La légende de ces figures est identique à celle de la figure 5.9.

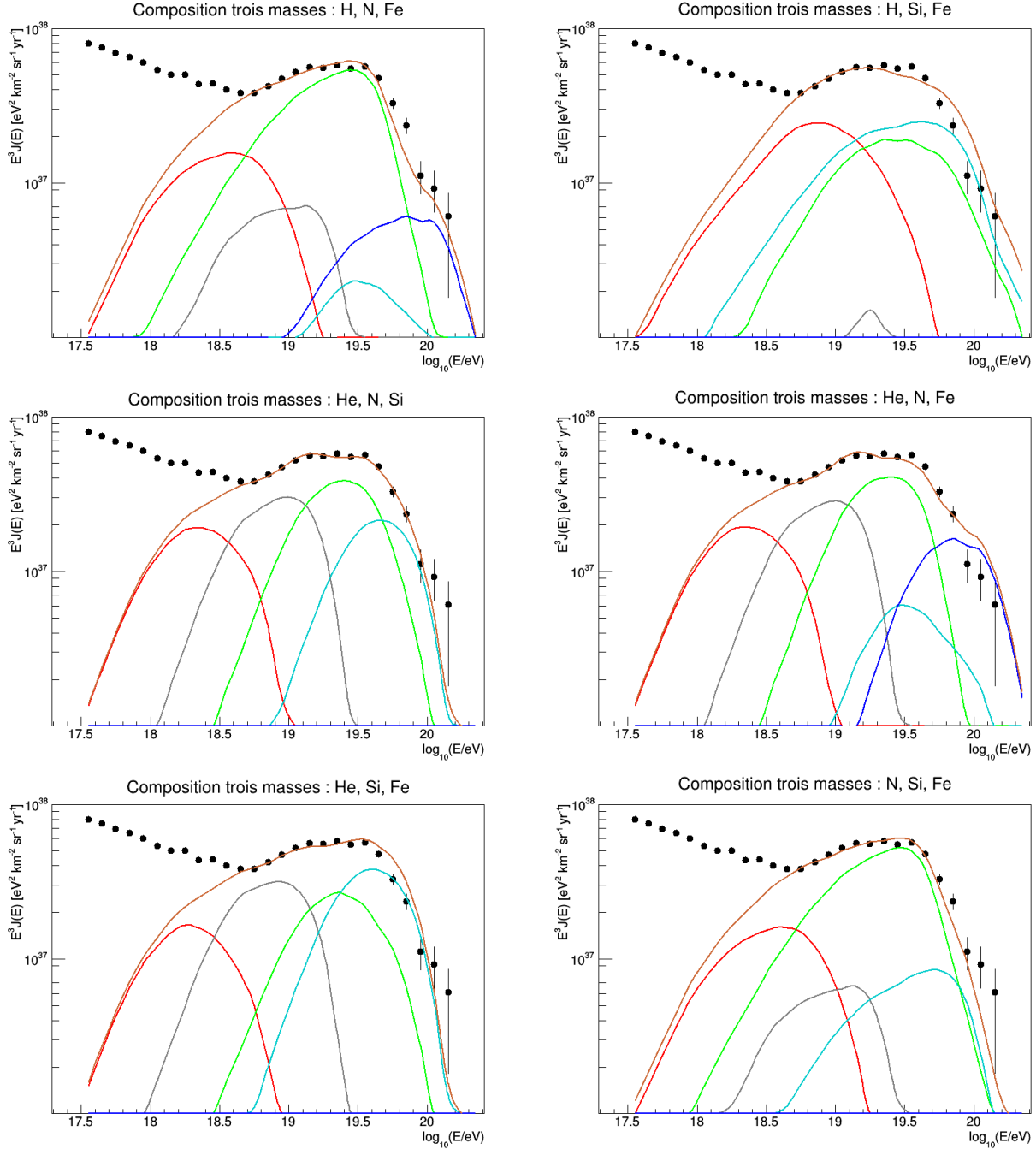


Figure 5.18 – Résultat de l'ajustement des modèles de composition à trois masses sur le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. La légende de ces figures est identique à celle de la figure 5.9. (suite)

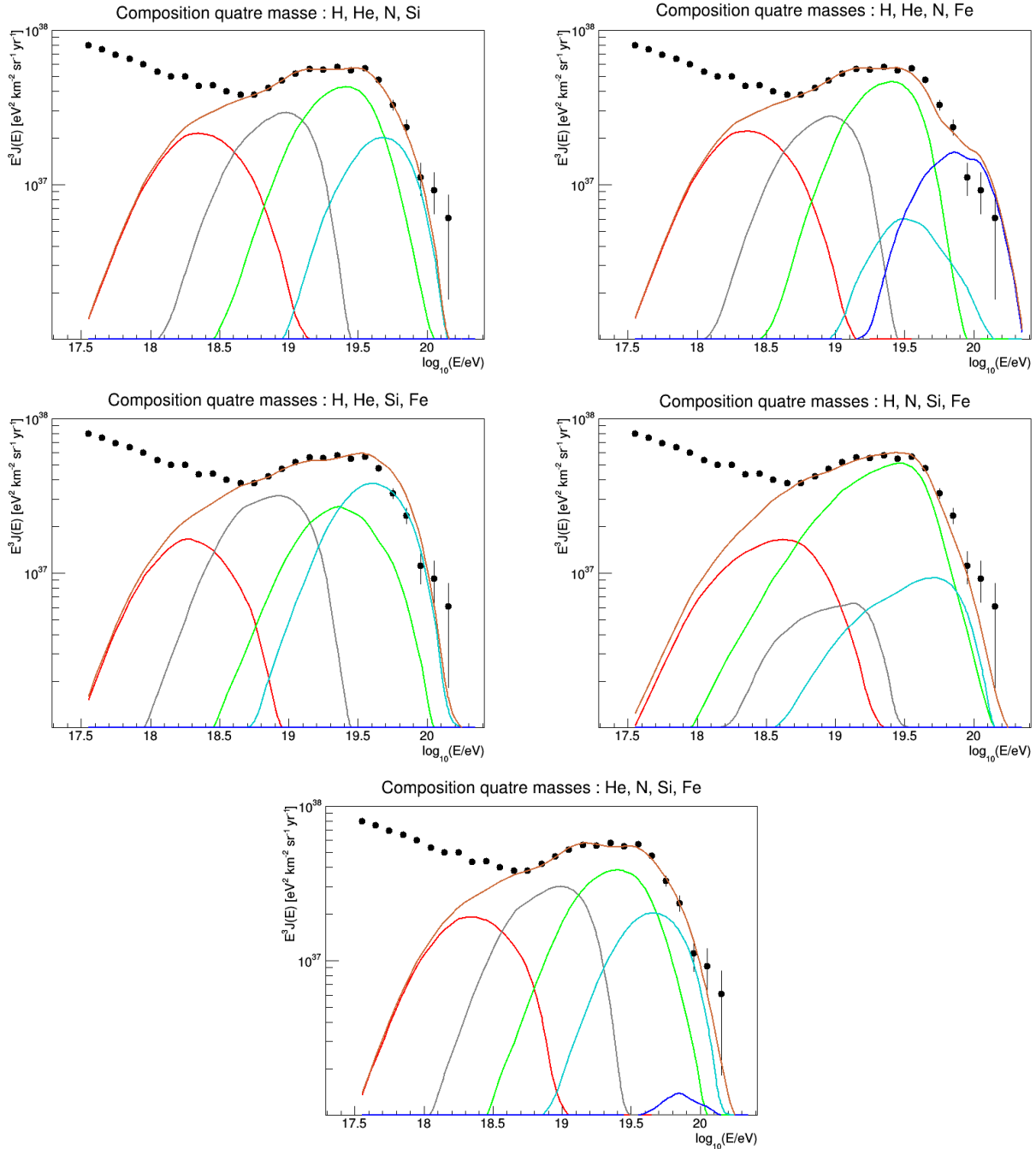


Figure 5.19 – Résultat de l’ajustement des modèles de composition à quatre masses sur le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. La légende de ces figures est identique à celle de la figure 5.9.

Vers une modélisation des sources plus proche des observations

Résumé du chapitre

L'ajustement combiné des données de spectre et de composition est un outil permettant de contraindre à la fois les modèles d'accélération et les modèles de propagation. En effet, via la propagation de simulation de rayons cosmiques primaires, il est possible de déterminer les valeurs de la rigidité maximale R_{cut} et de l'indice spectral γ aux sources, en plus d'établir un modèle de composition des masses injectées. Ce chapitre, commençant par la présentation des résultats des études des anisotropies dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques secondaires d'ultra-hautes énergies obtenus par la collaboration Pierre Auger, montre la nécessité de considérer la surdensité locale de galaxies autour de la Voie Lactée. Dans un second temps, la procédure d'ajustement combiné est modifiée afin de partir à la recherche des protons extragalactiques à des énergies en-deça de celle de la cheville. Finalement divers scénarii d'évolution des sources sont testés avant de présenter les perspectives d'avenir pour l'ajustement combiné.

Jusqu'à présent nous avons discuté des interprétations de deux des trois observables auxquelles l'Observatoire Pierre Auger a accès. Les directions d'arrivée des rayons cosmiques secondaires constituent l'observable la plus directe de la localisation de leur origine. Comme nous l'avons vu, les particules qui atteignent la Terre sont issues des interactions des rayons cosmiques primaires avec le milieu intergalactique. Ainsi l'origine des rayons cosmiques est brouillée ou perdue, rendant vaines les études événement par événement. Néanmoins nous allons voir qu'il est possible d'extraire des informations sur l'origine des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies à partir d'études sur les anisotropies dans leurs directions d'arrivée à différentes échelles angulaires.

6.1 Retour aux sources des rayons cosmiques

Récemment la collaboration Pierre Auger a publié les résultats des études d'anisotropies dans les directions d'arrivée pour une large échelle angulaire (considérant l'ensemble du ciel accessible depuis la localisation de l'Observatoire dans l'hémisphère Sud) et une échelle angulaire intermédiaire (inférieure à 15°).

6.1.1 Anisotropies aux grandes échelles angulaires

Le premier résultat reporté par [Pierre Auger Collaboration, 2017b] consiste en une étude des anisotropies à grande échelle. Les directions d'arrivée des rayons cosmiques sont donc reconstruites,

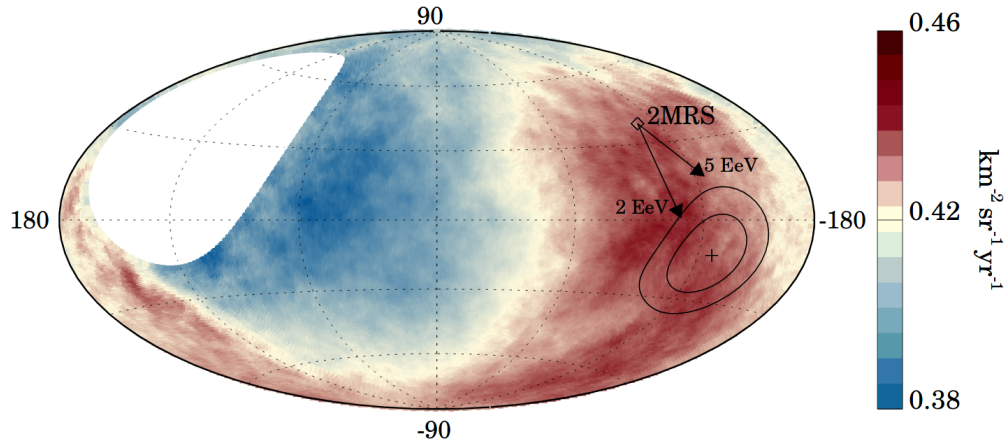


Figure 6.1 – Carte du ciel, en coordonnées galactiques, observée par l’Observatoire Pierre Auger, pour des événements avec une énergie supérieure à 8 EeV. La région blanche indique les limites observationnelles de ce dernier. Le flux de particules est représenté par l’échelle de couleur et permet d’exposer la position et forme du dipôle reconstruit aux coordonnées indiquées par la croix noire. Les contours représentent les régions à 1 et 2σ . Le carré noir indique la position du dipôle observé par l’étude 2MRS (pour *2MASS Redshift Survey*). Les flèches indiquent la migration attendue en considérant le champ magnétique galactique, pour des événements avec une rigidité $E/Z = 5$ EV ou $E/Z = 2$ EV.

projetées sur le ciel et il est alors possible de chercher si un ou plusieurs motifs apparaissent. Le premier et plus simple motif recherché est un dipôle. A travers une analyse des harmoniques en ascension droite et en déclinaison (coordonnées équatoriales), il est possible d’extraire l’amplitude et la direction d’un dipôle. Pour des énergies supérieures à 8 EeV, la collaboration Pierre Auger a ainsi reconstruit un dipôle avec une amplitude $d = 6.5^{+1.3}_{-0.9}\%$ pointant à une longitude $l = 233^\circ$ et une latitude $b = -13^\circ$ en coordonnées galactiques, avec une signifiante de 5.2σ . Le motif de ce dipôle est illustré sur la carte du ciel, en coordonnées galactiques, de la figure 6.1.

La direction de ce dipôle, à $\sim 125^\circ$ du centre Galactique, et le fait qu’actuellement aux énergies les plus extrêmes aucune anisotropie dans les directions d’arrivée n’a pu être associée avec le centre ou le plan Galactique, ont permis à l’Observatoire Pierre Auger de donner la première preuve directe de l’origine extragalactique des rayons cosmiques pour des énergies supérieures à 8 EeV. Un second argument vient conforter cette découverte avec la comparaison de la direction du dipôle avec celui observé par le catalogue 2MRS¹, qui trace les structures de matières aux plus grandes échelles. En effet, les champs magnétiques Galactiques modifient les directions d’arrivée. Ainsi toute structure extragalactique se verra modifiée lors de son observation sur Terre. En considérant des événements dans la direction du dipôle de 2MRS [Erdoğan et al., 2006] avec une rigidité $E/Z = 5$ EV ou 2 EV, la migration du dipôle due aux champs magnétiques Galactiques, tels qu’ils sont connus actuellement, conduit à un rapprochement avec le dipôle observé par la collaboration Pierre Auger.

6.1.2 Anisotropies aux échelles angulaires intermédiaires

La seconde étude des anisotropies dans les directions d’arrivée des rayons cosmiques est détaillée dans [Pierre Auger Collaboration, 2018] et considère des échelles angulaires intermédiaires pour lesquelles il est nécessaire d’augmenter le seuil en énergie des événements afin d’atténuer leur déviation. Le but de cette étude est de construire les cartes de flux des rayons cosmiques observées par l’Observatoire Pierre Auger et de les comparer à des cartes de flux établies à partir de catalogues d’objets

1. Le catalogue 2MRS a été construit à partir de l’étude 2MASS, pour *Two Micron All-Sky Survey* effectuée à une longueur d’onde de $2 \mu\text{m}$ par deux télescopes, l’un placé dans l’hémisphère Nord (États-Unis) et l’autre dans l’hémisphère Sud (Chili).

astrophysiques. Dans la section 1.2.3, deux populations d'objets ont été mises en valeur comme sites potentiels de l'accélération des rayons cosmiques aux plus hautes énergies : les galaxies à flambée d'étoiles et les noyaux actifs de galaxies. Les cartes de flux construites à partir de ces catalogues sont composées d'une fraction α anisotrope et d'une fraction $1 - \alpha$ isotrope. La fraction anisotrope est modélisée, autour des positions des sources, par l'équivalent d'une fonction gaussienne sur la sphère. Ainsi autour de chaque source est défini un rayon de recherche, ou largeur angulaire θ . Les valeurs des paramètres α et θ sont déterminées à une énergie seuil E_{th} , par maximum de vraisemblance. Les cartes ainsi construites sont présentées sur la figure 6.2, pour la population de galaxies à flambée d'étoiles à gauche, et la population de noyaux actifs de galaxies à droite. A partir des cartes de résidus en flux, on constate que la carte construite à partir des galaxies à flambée d'étoiles reproduit l'excès observé au pôle sud galactique avec NGC253 et le point chaud avec M83 et NGC4945. En ce qui concerne les noyaux actifs de galaxies, les excès observés à partir des données ne sont pas reproduits par les catalogues considérés.

Pour des énergies supérieures à $E_{\text{th}} = 39$ EeV, le modèle construit à partir du catalogue de galaxies à flambée d'étoiles reproduit la carte de flux observé pour une fraction anisotrope α de 10% et une largeur angulaire de 13° avec une significativité de 4σ par rapport à l'hypothèse selon laquelle les excès observés proviendrait des fluctuations autour de la valeur isotrope. La significativité, pour le modèle construit avec les noyaux actifs de galaxies, pour des énergies supérieures à 60 EeV, une fraction $\alpha = 6.7\%$ et une largeur angulaire $\theta = 6.9^\circ$, n'est que de 2.7σ par rapport à l'hypothèse nulle. Après la découverte de l'origine extragalactique des rayons cosmiques dont l'énergie est supérieure à 8 EeV, la collaboration Pierre Auger indique donc une anisotropie dans les directions d'arrivée de 10% des rayons cosmiques avec des énergies supérieures à 39 EeV, compatible avec un modèle construit sur un catalogue de galaxies à flambée d'étoiles.

6.2 La Voie Lactée n'est pas seule : prise en compte de la surdensité locale

L'histoire des galaxies est aujourd'hui encore un phénomène empli de questions, bien que les dernières années aient apporté de nombreuses réponses quant à leur évolution, notamment en ce qui concerne les galaxies elliptiques telle notre Galaxie, la Voie Lactée. La naissance des galaxies est donc une part de l'histoire qui verra probablement, dans les années à venir, de nouvelles pages s'écrire. En attendant, pour ce qui nous intéresse, la connaissance de toute l'histoire n'est pas indispensable.

Les missions spatiales COBE, WMAP et Planck ont tour à tour permis la cartographie en température du fond diffus cosmologique ou *Cosmic Microwave Background* (CMB), véritable signature de la recombinaison des protons avec les électrons environnants, environ 380 000 ans après le Big Bang, avec une précision aujourd'hui de l'ordre 10^{-6} K. Les fluctuations, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} K du CMB autour de la température moyenne de 2.726 K, sont liées aux fluctuations de densité formées grâce à la distribution de matière noire froide avant l'époque de la recombinaison. Après la recombinaison la matière baryonique s'agrège dans ces puits de potentiel gravitationnel. Plus la masse agrégée est importante et plus la force de gravitation exercée augmente, attirant plus de matière, ce qui a pour conséquence la création de nuages de gaz, dont l'auto gravité finit par enrayer l'expansion insufflée par le Big Bang. Cependant, l'expansion de l'Univers continuant et la température décroissant en conséquence, l'auto gravité finit par entraîner l'effondrement du nuage sur lui-même, formant ainsi les protogalaxies. A cette époque, correspondant à un redshift autour de 3, les galaxies encore proches les unes des autres s'attirent en groupes de galaxies, qui eux-mêmes finissent par constituer les amas de galaxies. Ce modèle de formation hiérarchique, simplifié en quelques lignes ici, est celui adopté aujourd'hui et explique l'existence d'amas de galaxies contenant plusieurs milliers de galaxies liées gravitationnellement.

Notre galaxie se trouve donc entourée de ses "sœurs", formant le *Groupe Local* composé de soixante galaxies dans une sphère de 3 Mpc de diamètre. Le Groupe Local est lui même membre du superamas de la Vierge, dont le nom provient de l'amas de la Vierge en son centre. Cette proximité entraîne donc une surdensité locale de galaxies par rapport à la densité moyenne du reste de l'Univers. La

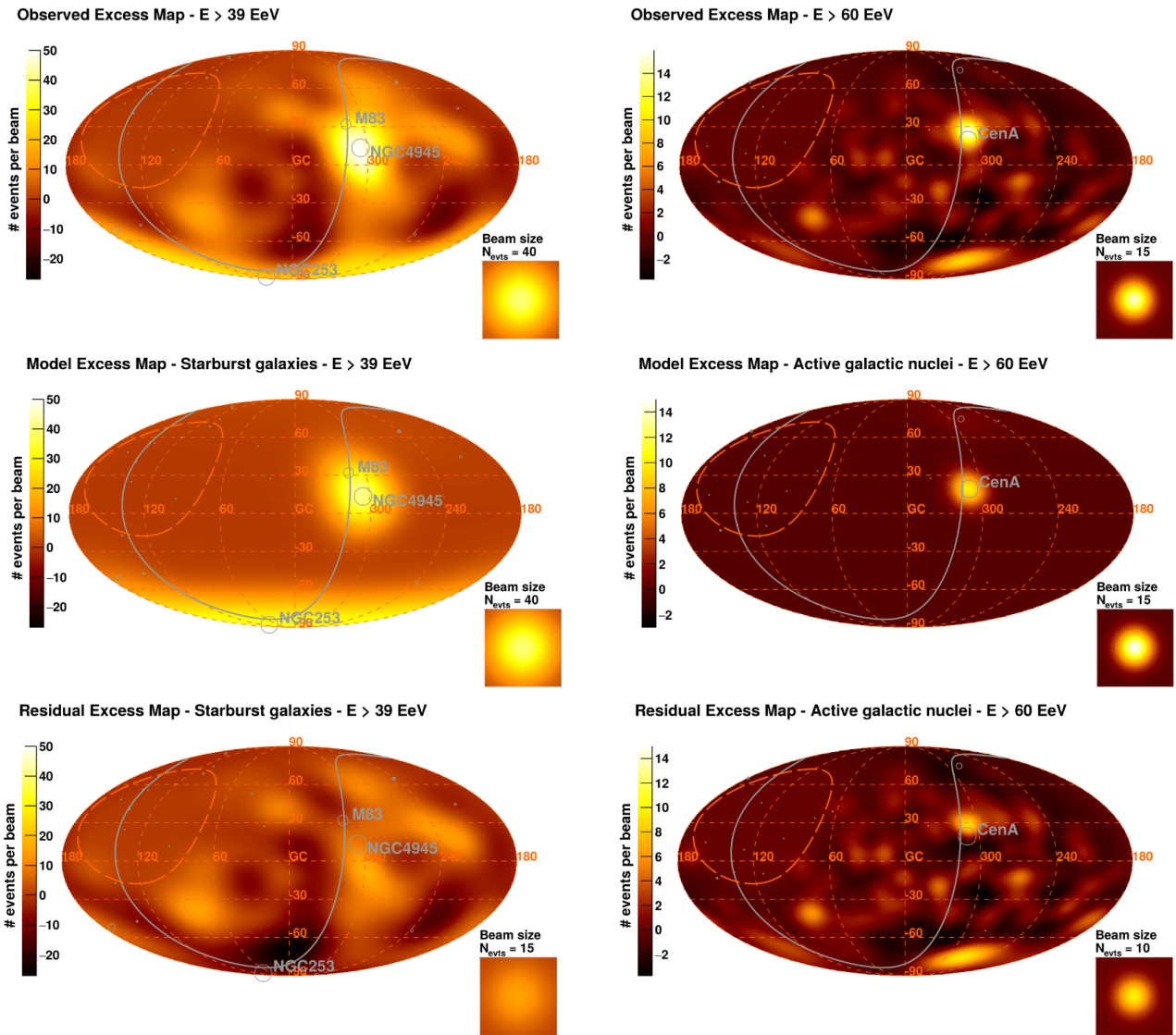


Figure 6.2 – Cartes de flux des rayons cosmiques, en haut pour les événements reconstruits par l’Observatoire Pierre Auger avec une énergie supérieure à l’énergie seuil E_{th} de 39 EeV à gauche et de 60 EeV à droite. Au milieu, sont présentées les cartes construites à partir des catalogues d’objets astrophysiques. En bas, les cartes de résidus correspondent à la soustraction des cartes de données et de modèle. A gauche, sont exposés les résultats pour un catalogue de galaxie à flambée d’étoiles et à droite, pour un catalogue de noyaux actifs de galaxies. Ces cartes sont en coordonnées galactiques. La ligne orange indique les limites observationnelles de l’Observatoire Pierre Auger et la ligne grise, le plan supergalactique.

nécessité de la prise en compte de la surdensité locale dans la détermination de l'origine des rayons cosmiques ou dans l'utilisation de modèles astrophysiques en général, est montrée à travers l'étude de la complétude, ou du caractère limité en flux, d'un catalogue de galaxies à flambée d'étoiles.

6.2.1 Étude de la complétude d'un catalogue de galaxies à flambée d'étoiles

Les résultats présentés dans [Pierre Auger Collaboration, 2018] requièrent que le catalogue des galaxies à flambée d'étoiles utilisé soit complet, c'est-à-dire qu'ils exigent que toutes les sources, dont le flux S observé est supérieur à un flux seuil S_{cut} , sont incluses. Les paragraphes suivants ont ainsi pour vocation de déterminer si les catalogues utilisés sont limités en flux, au travers d'une étude de la densité des sources en fonction de la luminosité.

Catalogues de galaxies à flambée d'étoiles

Deux catalogues de galaxies à flambée d'étoiles ont été étudiés par Pierre Auger Collaboration [2018] et sont présentés en annexe par les tables B.1 et B.2. Ces deux catalogues, dénommés dans la suite catalogue Ackermann et al. [2012] et catalogue Becker et al. [2009] présentent des galaxies distantes de 1 Mpc à 250 Mpc. Le premier catalogue découle d'un recoupement d'observations dans le domaine γ , effectuées par l'expérience Fermi-LAT, et dans le domaine radio par l'expérience NVSS et recense ainsi 63 objets après exclusion du plan galactique (latitude galactique $|b| \leq 10^\circ$) et de la zone de faible exposition (déclinaison $\delta < -35^\circ$ en coordonnées équatoriales) de l'expérience permettant l'extraction des flux à 1.4 GHz à partir des données de l'expérience NVSS. L'ensemble de ces objets conduisent à un flux cumulé, à une fréquence de 1.4 GHz, égale à 46.6 Jy. Le second catalogue porte les mêmes contraintes observationnelles et conduit à la sélection de 127 sources pour un flux cumulé à 1.4 GHz, de 55.7 Jy. Lors de l'étude des anisotropies dans les directions d'arrivée présentée dans [Pierre Auger Collaboration, 2018], n'ont finalement été sélectionnées que les galaxies à flambée d'étoiles présentant un flux supérieur à $S_{\text{cut}} = 0.3$ Jy. C'est finalement 23 sources avec un flux cumulé de 41.2 Jy, pour le catalogue Ackermann et al. [2012] et 32 sources avec un flux cumulé de 45.6 Jy pour le catalogue Becker et al. [2009] qui ont permis la construction des cartes de flux.

Modèles de fonction de luminosité

Une fonction de luminosité décrit l'évolution de la densité de sources en fonction de leur luminosité. Afin de tester le caractère limité en flux des deux populations de galaxies à flambée d'étoiles définies dans le paragraphe précédent, nous allons reconstruire et comparer leur fonction de luminosité avec deux fonctions de luminosité établies à partir de deux catalogues de galaxies à flambée d'étoiles indépendants et dont la complétude a été prouvée.

Le premier modèle de fonction de luminosité est développé par Yun et al. [2001] et a été construit à partir des données recueillies par l'étude *1.2 Jy IRAS² Redshift Survey*, dont les flux radio à 1.4 GHz, $S_{1.4 \text{ GHz}}$ ont ensuite été extraits depuis *NRAO VLA Sky Survey³* (NVSS) [Condon et al., 1998]. Le catalogue Yun et al. [2001] se compose alors de 1809 galaxies sur l'intervalle en redshift $0.015 < z < 0.16$. L'exclusion du plan galactique et des limites observationnelles de NVSS lui assure une couverture de 60% du ciel. La paramétrisation de la fonction de luminosité associée à ces galaxies est calculée par l'emploi de la fonction de Schechter [Schechter, 1976] reliant la densité caractéristique ρ_* et la luminosité caractéristique L_* de la population d'objet considérés, comme suit :

$$\rho(L)dL = \rho_* \left(\frac{L}{L_*}\right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L_*}\right) d\left(\frac{L}{L_*}\right). \quad (6.1)$$

2. IRAS, pour *InfraRed Astronomical Satellite* est, comme son nom l'indique, un satellite dont l'objectif était la cartographie complète du ciel. Durant sa phase d'acquisition, de janvier à novembre 1983, il a permis la couverture du ciel à 96%, à des longueurs d'onde de 12, 25, 60, and 100 μm . [Beichman et al., 1988]

3. NVSS est une étude à une fréquence de 1.4 GHz utilisant les radiotélescopes du *National Radio Astronomy Observatory (NRAO)* aux Etats-Unis permettant la couverture du ciel de l'hémisphère Nord jusqu'à une limite basse en déclinaison δ de -40° .

Function $\rho_m(L)$	L_* (W Hz ⁻¹)	ρ_* (mag ⁻¹ Mpc ⁻³)	α	σ
(Eq. 6.2) : basse luminosité	$(2.11 \pm 0.28).10^{22}$	$(3.17 \pm 0.17).10^{-4}$	0.633 ± 0.051	–
(Eq. 6.2) : haute luminosité	$(14.43 \pm 1.65).10^{22}$	$(0.83 \pm 0.08).10^{-5}$	0.633 ± 0.051	–
(Eq. 6.4)	$10^{21.18 \pm 0.22}$	$10^{-2.83 \pm 0.05}$	0.02 ± 0.15	0.60 ± 0.04

Table 6.1 – Coefficients des fonctions de luminosité extraites des travaux de Yun et al. [2001] et Mauch and Sadler [2007].

Dans l'équation 6.1, α représente la pente de fonction de Schechter lorsque $L \ll L_*$. Condon [1989] a mis en évidence l'emploi plus pratique de cette fonction à une échelle logarithmique en luminosité, transformant l'équation 6.1 en :

$$\rho_m(L) = \rho_* \left(\frac{L}{L_*} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\frac{L}{L_*} \right) \quad (6.2)$$

où $m = 10^{0.4}$. La relation reliant $\rho_m(L)$ à $\rho(L)$ est donnée par :

$$\rho_m(L) = \log(m)L\rho(L) \quad (6.3)$$

La fonction de luminosité du modèle Yun et al. [2001] est constituée d'une somme linéaire de deux fonctions de Schechter, l'une pour les basses luminosités et la seconde pour les plus hautes dont les coefficients sont reportés dans la table 6.1. La nécessité d'utiliser cette somme de fonctions de Schechter provient du fait que la population de galaxies considérées, émettant dans le domaine radio, est un mélange de noyaux actifs de galaxies et de galaxies à flambée d'étoiles, dont la distinction n'a pas été faite.

Le second modèle de fonction de luminosité considéré est extrait de Mauch and Sadler [2007]. Les auteurs de cet article ont extrait du catalogue *6 degree Field Galaxy Survey (6dFGS)*⁴, 7824 galaxies dont la distribution en redshift s'étend de 0.003 à 0.3. L'émission radio de ces sources est également extraite de l'étude NVSS, présentant donc les mêmes limites observationnelles que le modèle Yun et al. [2001]. Le catalogue Mauch and Sadler [2007] se compose également d'un mélange de noyaux actifs de galaxies et de galaxies à flambée d'étoiles, mais, contrairement au modèle Yun et al. [2001], ce modèle utilise une formulation de la fonction de luminosité différente pour ces populations d'objets astrophysiques dont les paramètres sont ensuite ajustés indépendamment pour chaque population (4006 galaxies à flambée d'étoiles sont ainsi utilisées pour paramétrer la fonction de luminosité). La fonction de luminosité des galaxies à flambée d'étoiles s'énonce alors comme la fonction "log-normale" suivante :

$$\rho_m(L) = \rho_* \left(\frac{L}{L_*} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\frac{1}{2} \left[\frac{\log_{10}(1 + L/L_*)}{\sigma} \right]^2 \right) . \quad (6.4)$$

Les valeurs de la densité ρ_* et luminosité L_* caractéristiques, de la pente α et du coefficient σ sont reportées dans la table 6.1. Cette paramétrisation présente donc l'avantage d'être plus adaptée à la population de galaxies à flambée d'étoiles.

Reconstruire la fonction de luminosité d'un catalogue de galaxies

Les modèles de fonction de luminosité définis, intéressons-nous à la construction de la fonction de luminosité pour les catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009]. La procédure usuellement employée est celle développée dans [Schmidt, 1968] et dénommée dans la littérature comme la "méthode $1/V_{\max}$ "⁵. Cette dernière permet la reconstruction de la fonction de luminosité et de l'erreur qui lui

4. L'étude 6dFGS [Jones et al., 2004] a été menée dans le but de cartographier l'Univers proche et d'établir une mesure précise de la distance de plus de 100000 galaxies. Cette étude a été menée sur le sol australien à l'aide du télescope 1.2 m UK Schmidt.

5. Dans la suite du chapitre, le volume V_{\max} sera dénommé comme V_{cut} .

est associée dans un intervalle de luminosité défini en échelle logarithmique, comme suit :

$$\rho_m(L) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{V_{\text{cut},i}(L)}, \quad \sigma(\rho_m(L)) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{V_{\text{cut},i}(L)} \right)^2 \quad (6.5)$$

où $V_{\text{cut},i}(L)$ est le volume défini par le rayon $D_{\text{cut},i}$ pour lequel une source de luminosité L possède un flux $S_i = S_{\text{cut}}$. Ce volume est donc donné par :

$$V_{\text{cut},i}(L) = \frac{4}{3}\pi D_{\text{cut}}^3(L) = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{L}{4\pi S_{\text{cut}}} \right)^{3/2} \quad (6.6)$$

Simplement exprimée, cette méthode consiste à considérer une coupure en flux S_{cut} permettant de définir une sphère de volume V_{cut} autour de l'observateur et de compter le nombre de sources à l'intérieur de cette sphère avec un flux $S \geq S_{\text{cut}}$. Du fait des contraintes observationnelles des différentes expériences permettant l'établissement des catalogues de galaxies à flambée d'étoiles, le volume V_{cut} est amputé de 18% de son volume total. Le facteur $4\pi/3$ est alors remplacé par $4\pi/3 \times 0.82$. Ce remplacement sera effectué dans le reste des équations présentées dans cette section.

Le nombre attendu de sources dans un intervalle de luminosité et dans un volume $V_{\text{cut}}(L)$ se définit donc comme le produit de l'équation 6.6 et des équations 6.2 ou 6.4. On peut ainsi définir le nombre de sources attendues avec un flux supérieur à S_{cut} , pour la fonction de Schechter du modèle Yun et al. [2001] comme :

$$\begin{aligned} N_{>S_{\text{cut}}} &= \int_0^\infty \rho(L) dL \int_{D_{\text{min}}}^{\min(D_{\text{cut}}, D_{\text{max}})} 4\pi r^2 dr \\ &= \frac{4}{3}\pi \rho_* \left[D_{*,\text{cut}}^3 \gamma \left(\alpha + \frac{5}{2}, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) + D_{\text{max}}^3 \Gamma \left(\alpha + 1, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) - D_{\text{min}}^3 \Gamma(\alpha + 1) \right], \end{aligned} \quad (6.7)$$

dans laquelle $D_{*,\text{cut}} = D_{\text{cut}}(L_*)$. L'intégrale en distance est effectuée de $D_{\text{min}} = 1$ Mpc à $D_{\text{max}} = 250$ Mpc, qui correspond à la limite en distance des catalogues de galaxies à flambée d'étoiles à tester. La fonction $\Gamma(x)$ est la fonction gamma d'Euler complète tandis que les fonctions $\gamma(a, x)$ et $\Gamma(a, x)$ sont les fonctions gamma d'Euler incomplètes telles que $\Gamma(a, x) = \Gamma(x) - \gamma(a, x)$. Le même raisonnement peut être appliqué afin de déterminer le flux associé à ces sources et permet de l'écrire comme :

$$\begin{aligned} S_{>S_{\text{cut}}} &= \int_0^\infty L \rho(L) dL \int_{D_{\text{min}}}^{\min(D_{\text{cut}}, D_{\text{max}})} dr \\ &= 4\pi \rho_* \left[S_{\text{cut}} D_{*,\text{cut}}^3 \gamma \left(\alpha + \frac{5}{2}, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) + S_{\text{max}} D_{\text{max}}^3 \Gamma \left(\alpha + 2, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) - S_{\text{min}} D_{\text{min}}^3 \Gamma(\alpha + 2) \right], \end{aligned} \quad (6.8)$$

avec S_{max} et S_{min} , les valeurs de flux calculées pour une luminosité égale à la luminosité caractéristique L_* à une distance D_{max} ou D_{min} . La forme de la fonction de luminosité de Mauch and Sadler [2007] ne permet pas de donner une solution analytique aux intégrales des équations 6.7 et 6.9. C'est pourquoi seule la fonction de Schechter du modèle Yun et al. [2001] est utilisée. A partir de l'application numérique des équations 6.7 et 6.9, un observateur s'attend à pouvoir détecter, dans un volume contraint par les limites observationnelles explicitées, 21.6 galaxies avec un flux cumulé de 18.9 Jy.

Prise en compte de la surdensité locale

La Voie Lactée appartient à un amas de galaxies, ce qui implique que la densité locale de galaxies est plus importante que la densité moyenne de galaxie de l'Univers. En supposant une distribution homogène des sources, Condon et al. [2002] ont proposé une paramétrisation décrivant la surdensité locale. Pour un Univers, dont les caractéristiques cosmologiques sont les mêmes que celles utilisées dans la section 5.2.1, la surdensité locale de galaxies est exprimée par :

$$\frac{\rho_{\text{local}}}{\rho_{\text{Univers}}} = 1 + \frac{3}{3 - \lambda} \left(\frac{D_0}{D} \right)^\lambda, \quad (6.9)$$

	Fonction de luminosité	Homogène (%)	Homogène corrigée (%)	Planaire (%)
23 galaxies	Yun et al. [2001]	4.2	14	35
	Mauch and Sadler [2007]	3.6	13	35
32 galaxies	Yun et al. [2001]	5.3	23	53
	Mauch and Sadler [2007]	4.6	20	54

Table 6.2 – Fraction des réalisations présentant un flux supérieur au flux observé pour les 23 et 32 galaxies des catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009].

où la distance caractéristique $D_0 = 6.5$ Mpc, et la pente $\lambda = 1.28$. Cette correction s’applique dans un rayon de 28.5 Mpc autour de la Voie Lactée. L’application de la correction de la surdensité locale de galaxies modifie le nombre de sources attendu comme suit :

$$\begin{aligned}
 N_{>S_{\text{cut}}} &= \int_0^\infty \rho(L) dL \int_{D_{\text{min}}}^{\min(D_{\text{cut}}, D_{\text{max}})} 4\pi r^2 dr + \int_0^\infty \rho(L) dL \int_{D_{\text{min}}}^{\min(D_{\text{cut}}, D_{\text{corr}})} 4\pi r^2 \frac{3}{3-\lambda} \left(\frac{D_0}{r}\right)^\lambda dr \\
 &= \frac{4}{3} \pi \rho_* \left[D_{*,\text{cut}}^3 \gamma \left(\alpha + \frac{5}{2}, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) + D_{\text{max}}^3 \Gamma \left(\alpha + 1, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) - D_{\text{min}}^3 \Gamma(\alpha + 1) \right] \\
 &+ 4\pi \frac{3}{(3-\lambda)^2} D_0^\lambda \rho_* \left[D_{*,\text{cut}}^{3-\lambda} \gamma \left(\alpha + \frac{5-\lambda}{2}, \frac{L_{\text{corr}}}{L_*} \right) + D_{\text{corr}}^{3-\lambda} \Gamma \left(\alpha + 1, \frac{L_{\text{corr}}}{L_*} \right) - D_{\text{min}}^{3-\lambda} \Gamma(\alpha + 1) \right], \quad (6.10)
 \end{aligned}$$

où L_{corr} est la luminosité associée à un flux S_{cut} et à une distance $D_{\text{corr}} = 28.5$ Mpc. Le flux cumulé associé à ces sources est modifié de manière similaire et s’écrit finalement comme :

$$\begin{aligned}
 S_{>S_{\text{cut}}} &= \int_0^\infty L \rho(L) dL \int_{D_{\text{min}}}^{\min(D_{\text{cut}}, D_{\text{max}})} dr + \int_0^\infty L \rho(L) dL \int_{D_{\text{min}}}^{\min(D_{\text{cut}}, D_{\text{corr}})} \frac{3}{3-\lambda} \left(\frac{D_0}{r}\right)^\lambda dr \\
 &= 4\pi \rho_* \left[S_{\text{cut}} D_{*,\text{cut}}^3 \gamma \left(\alpha + \frac{5}{2}, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) + S_{\text{max}} D_{\text{max}}^3 \Gamma \left(\alpha + 2, \frac{L_{\text{max}}}{L_*} \right) - S_{\text{min}} D_{\text{min}}^3 \Gamma(\alpha + 2) \right] \\
 &+ 4\pi \frac{3 D_0^\lambda \rho_*}{(3-\lambda)(1-\lambda)} \left[S_{\text{cut}} D_{*,\text{cut}}^{3-\lambda} \gamma \left(\alpha + \frac{5-\lambda}{2}, \frac{L_{\text{corr}}}{L_*} \right) \right. \\
 &\quad \left. + S_{\text{corr}} D_{\text{corr}}^{3-\lambda} \Gamma \left(\alpha + 2, \frac{L_{\text{corr}}}{L_*} \right) - S_{\text{min}} D_{\text{min}}^{3-\lambda} \Gamma(\alpha + 2) \right], \quad (6.11)
 \end{aligned}$$

où $S_{\text{corr}} = L_*/(4\pi D_{\text{corr}}^2)$. L’application numérique des équations 6.10 et 6.11 conduit à considérer dans un volume V_{cut} , 29.1 galaxies avec un flux cumulé de 42.6 Jy. Les catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009] présentent respectivement 23 sources avec un flux cumulé de 41.2 Jy et 32 sources avec un flux cumulé de 45.6 Jy. Afin de reproduire les observations de flux cumulé observé, il apparaît nécessaire de tenir compte de la surdensité locale dans la distribution des sources.

Les flux cumulés sont calculés pour un nombre attendu de galaxies différent du nombre de galaxies à flambée d’étoiles des catalogues à tester et ne tiennent pas compte des incertitudes sur la luminosité et la distance des sources. Nous avons alors simulé, par la méthode de rejet pour les deux modèles de fonction de luminosité, 23 ou 32 galaxies selon le catalogue étudié, avec un flux supérieur à 0.3 Jy, selon une distribution des sources planaire, homogène ou homogène avec correction de la surdensité locale. Un millier de réalisations ont été simulées pour chaque distribution en distance. Les distributions des flux cumulés correspondant à ces réalisations sont illustrées sur la figure 6.3. La fraction d’ensemble de galaxies simulées présentant un flux cumulé supérieur au flux observé est reportée dans la table 6.2. Ces fractions, pour une distribution homogène des sources à laquelle est appliquée la correction de la surdensité locale, sont de 13% et 20% pour la fonction de luminosité modélisée par l’équation 6.4. Les résultats sont similaires pour la fonction de luminosité de l’équation 6.2. Ceci suggère que les catalogues de galaxies à flambée d’étoiles, utilisés pour l’étude des anisotropies dans les directions d’arrivée à une échelle angulaire intermédiaire, contiennent la plus grande partie du flux cumulé attendu.

La prise en compte de la surdensité locale de galaxies dans la reconstruction de la fonction de luminosité est effectuée en multipliant dans l’équation 6.5, le volume V_{cut} par la paramétrisation de la

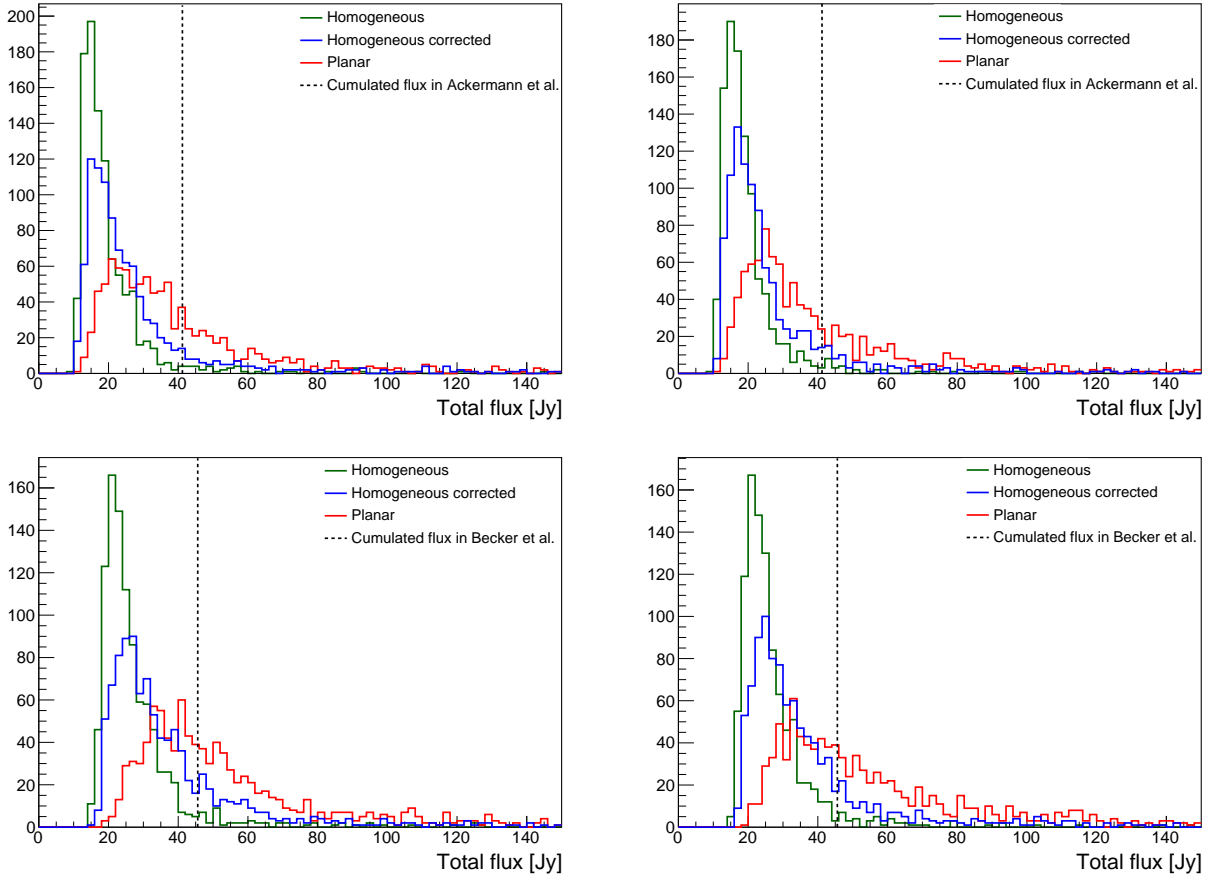


Figure 6.3 – Distribution des flux cumulés des 1000 réalisations de 23 galaxies, en haut et 32 galaxies, en bas à partir des modèles de fonction de luminosité Yun et al. [2001], à gauche et Mauch and Sadler [2007] à droite. La ligne pointillée noire indique la valeur du flux cumulé des catalogues de Ackermann et al. [2012] ou Becker et al. [2009]

surdensité de l'équation 6.9.

Comparaison des fonctions de luminosité

La dernière étape de l'étude du caractère limité en flux des catalogues de galaxies à flambée d'étoiles est la comparaison des fonctions de luminosité reconstruites pour ces deux catalogues avec celles modélisées. Les résultats sont présentés sur la figure 6.4 pour des valeurs de seuil en flux $S_{\text{cut}} = 0.3$ Jy, à gauche et 0.03 Jy à droite. La comparaison des fonctions de luminosité avec les modèles montre un accord correct pour un seuil en flux de 0.3 Jy, tandis qu'un désaccord significatif apparaît pour un seuil en flux de 0.03 Jy, correspondant à la limite inférieure en flux des catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009]. L'application numérique des équations 6.7 et 6.10 conduit à attendre 632 galaxies présentant un flux cumulé de 59 Jy, sans la correction de la surdensité locale et 650 galaxies avec un flux cumulé de 84 Jy lorsque la correction est appliquée. Or le catalogue Becker et al. [2009], présentant la liste de sources la plus importante, ne contient que 127 sources avec un flux cumulé, à 1.4 GHz, de 55.6 Jy. A travers la diminution du seuil en flux, le volume V_{cut} dans lequel le nombre de sources est compté, augmente. Il apparaît alors que plusieurs centaines de galaxies sont absentes des catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009] lorsque l'on considère un seuil en flux de 0.03 Jy. La conclusion pour un seuil de 0.3 Jy est moins nette. A noter que l'application de la correction de la surdensité locale conduit à une augmentation du V_{cut} considéré dans l'équation 6.5, diminuant ainsi la densité de sources reconstruite dans un intervalle en luminosité.

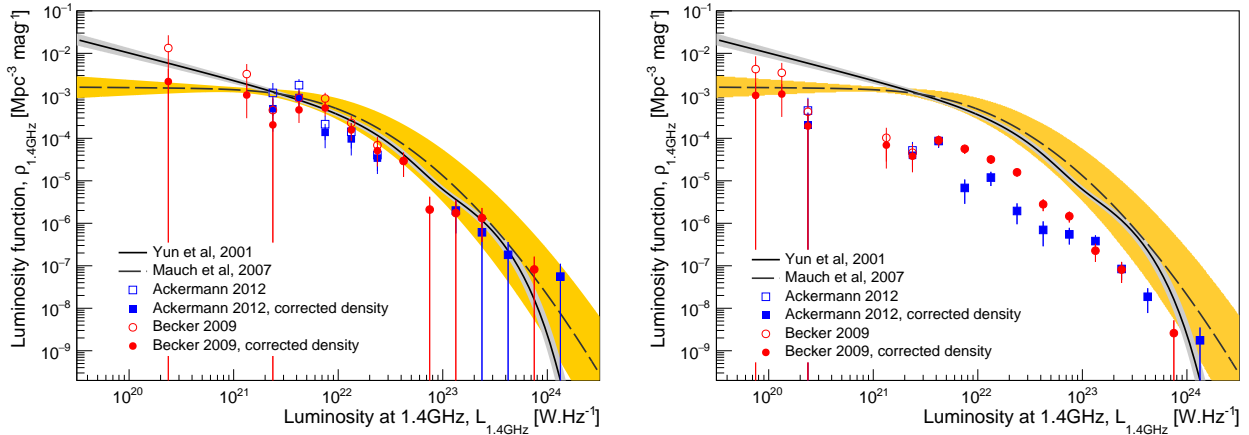


Figure 6.4 – Fonction de luminosité reconstruite, représentée en rouge, pour le catalogue Becker et al. [2009] et en bleu pour le catalogue Ackermann et al. [2012]. La correction de la surdensité locale de galaxies est appliqué dans la reconstruction pour les points pleins. Les modèles de fonctions de luminosité sont illustrés par la ligne pointillée noire pour le modèle Mauch and Sadler [2007] et la ligne continue noire pour le modèle Yun et al. [2001]. Les bandes orange et grise indiquent respectivement les incertitudes sur ces modèles. A gauche les résultats sont obtenus en considérant un seuil en flux, à 1.4 GHz de 0.3 Jy, et, à droite, de 0.03 Jy.

Afin de s'assurer que le seuil en flux appliqué lors des études d'anisotropies dans les directions d'arrivée présentées dans [Pierre Auger Collaboration, 2018] conduit à la considération de toutes les sources présentant un flux supérieur au seuil, le χ^2 suivant a été défini :

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(\rho_{\text{data},i} - \rho_{\text{model},i})^2}{\sigma_{\rho_{\text{data},i}}^2 + \sigma_{\rho_{\text{model},i}}^2}, \quad (6.12)$$

où N est le nombre d'intervalles de luminosité dans lesquels l'équation 6.5 peut être appliquée. Les valeurs de ρ_{data} et $\sigma_{\rho_{\text{data}}}$ sont celles obtenues, dans l'intervalle de luminosité i , par l'équation 6.5 tandis que les valeurs de ρ_{model} et $\sigma_{\rho_{\text{model}}}$ sont celles, dans le même intervalle, calculées par les fonctions de luminosité des équations 6.2 ou 6.4. Le seuil en flux est ainsi modifié et le paramètre χ^2 est calculé, pour chaque modèle et chaque catalogue de galaxies à flambée d'étoiles. Les évolutions des probabilités de χ^2 associées à ce paramètre sont présentées sur la figure 6.5, à gauche, où le nombre de degrés de liberté est simplement le nombre d'intervalles dans lesquels la fonction de luminosité peut être reconstruite à partir des catalogues de galaxies à flambée d'étoiles.

Pour le modèle Mauch and Sadler [2007] (fonction "log-normale") la probabilité de χ^2 se stabilise pour un seuil en flux supérieur à 0.2 Jy, tandis que pour le modèle Yun et al. [2001] la stabilisation apparaît pour un seuil supérieur à 0.4 Jy. Cette différence s'explique par les plus grandes incertitudes sur les paramètres modélisant la fonction de luminosité de l'équation 6.4 mais aussi par le fait que cette dernière n'a été obtenue qu'en considérant seulement une population de galaxies à flambée d'étoiles. Plus le seuil en flux est important et moins le nombre de galaxies restant dans le catalogue est important. Les barres d'erreurs statistiques deviennent alors suffisamment larges pour atteindre des probabilités de χ^2 environ égales à 1. En diminuant le seuil en flux, on augmente le nombre de galaxies à considérer. Cependant les méthodes de détection actuelles ne permettent pas de détecter tous les objets astrophysiques d'où une probabilité de χ^2 qui diminue et tend vers 0 au fur et à mesure que le seuil en flux diminue. Les fonctions de luminosité reconstruites pour un flux de 0.4 Jy sont présentées sur la figure 6.5, à droite. A partir de cette figure, nous pouvons considérer que les catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009] sont limités en flux pour un seuil de 0.4 Jy.

Cette dernière observation implique-t-elle l'existence d'un biais dans l'étude des anisotropies aux échelles angulaires intermédiaires publiée ? La réponse est bien évidemment négative. L'augmentation du seuil en flux de 0.3 à 0.4 Jy conduit à la création des mêmes cartes du ciel à partir des catalogues

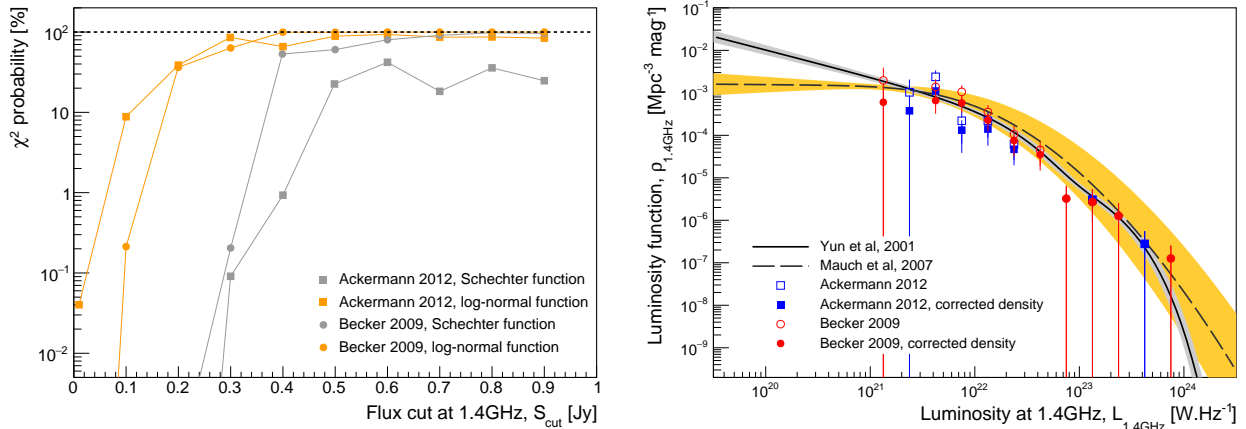


Figure 6.5 – A gauche : Évolutions des probabilités de χ^2 décrivant l'écart entre les fonctions de luminosité reconstruites pour les catalogues Ackermann et al. [2012] et Becker et al. [2009] et celles modélisées par les équations 6.2 et 6.4. A droite : Fonctions de luminosité reconstruites pour un seuil en flux de 0.04 Jy. La légende est identique à celle de la figure 6.4.

de galaxies à flambée d'étoiles, puisque cette augmentation ne conduit qu'à l'évincement des galaxies avec le plus faible flux. Or les cartes du ciel construites dans [Pierre Auger Collaboration, 2018] sont dominées par les galaxies M83, NGC4945 ou encore NGC253 dont le flux, à 1.4 GHz, est de quelques Jy.

Actuellement des études sont en cours afin d'ajouter des sources telle que Circinus, localisée dans le plan Galactique. Si l'étude du caractère limité en flux d'un catalogue de galaxies à flambée d'étoiles doit être reprise, l'ajout de sources dans l'une des régions délimitées par les contraintes observationnelles des différents instruments doit modifier le calcul du volume V_{cut} de façon à inclure la région considérée.

L'étude que nous avons menée dans cette section permet de vérifier que les catalogues de galaxies à flambée d'étoiles sont limités en flux. Au travers de cette étude, un aspect essentiel de la distribution des sources a été mis en évidence. La Voie Lactée n'est pas seule et la surdensité locale autour de notre Galaxie doit être considérée. La fin de cette section est donc consacrée à la prise en compte de la surdensité locale de sources dans la procédure de l'ajustement combiné des données de spectre et de composition.

6.2.2 Application dans le fit combiné

Pour appliquer la correction de la surdensité locale de galaxies, il faut repartir de l'équation 5.5 décrivant le flux diffusé observé sur Terre. La distribution des sources est prise en compte lors du calcul du taux de production des rayons cosmiques $Q_{\text{gen}}(E_g, A, t)$, dans un volume comobile. L'application de la correction de la surdensité s'inscrit donc dans ce taux de production, ce qui conduit à écrire le flux diffusé comme :

$$J(E) \propto L_0 K(A) \int_0^{z_{\text{max}}} dz \left| \frac{dt}{dz} \right| (1+z)^m q_{\text{gen}}(E_g) \frac{dE_g}{dE} \frac{\rho_{\text{local}}}{\rho_{\text{Univers}}} . \quad (6.13)$$

Ainsi la surdensité locale se traduit par une modification des poids de chaque événement simulé lors de la normalisation des coquilles de redshift. A noter que la surdensité s'applique seulement pour des sources dont la distance par rapport à l'observateur est inférieure à $D_{\text{corr}} = 28.5$ Mpc, ce qui correspond avec les paramètres cosmologiques que nous considérons à un redshift inférieur à 0.007. La procédure est ensuite la même que celle développée dans le chapitre précédent, en considérant un modèle de composition à cinq masses injectées et le modèle hadronique EPOS-LHC.

Les résultats du balayage des couples (R_{cut}, γ) sont présentés sur la figure 6.6, à gauche pour les

	ICRC 2015 (Surdensité corrigée)	ICRC 2015	ICRC 2017 (Surdensité corrigée)	ICRC 2017
$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	$18.63^{+0.02}_{-0.01}$	$18.65^{+0.02}_{-0.01}$	$18.58^{+0.06}_{-0.01}$	$18.16^{+0.05}_{-0.01}$
γ	$0.82^{+0.07}_{-0.06}$	$0.84^{+0.07}_{-0.04}$	$0.67^{+0.14}_{-0.06}$	$-1.5^{+0.6}_{-4.0}$
f_{H} [%]	0.00 ± 0.02	0.00 ± 10^{-3}	0.00 ± 0.02	77.7 ± 2.7
f_{He} [%]	68.7 ± 1.1	68.7 ± 1.8	78.5 ± 1.3	22.1 ± 2.5
f_{N} [%]	31.3 ± 1.2	27.6 ± 1.8	20.52 ± 1.4	0.18 ± 0.02
f_{Si} [%]	0.00 ± 10^{-3}	3.7 ± 1.1	0.9 ± 0.3	$(7 \pm 2) 10^{-3}$
f_{Fe} [%]	0.00 ± 10^{-6}	0.00 ± 1.8	0.00 ± 10^{-4}	$(1.8 \pm 0.7) 10^{-4}$
D/N	173.44/125	202.01/125	224.39/124	258.2/124
D_J	16.53/15	19.85/15	24.04/15	14.12/15
$D_{X_{\text{max}}}$	156.91/110	182.16/110	200.35/109	244.08/109

Table 6.3 – Résultats de l’ajustement des paramètres R_{cut} , γ et des fractions f_j pour les données publiées lors de l’ICRC 2015 et de l’ICRC 2017, avec et sans correction de la surdensité locale de galaxies.

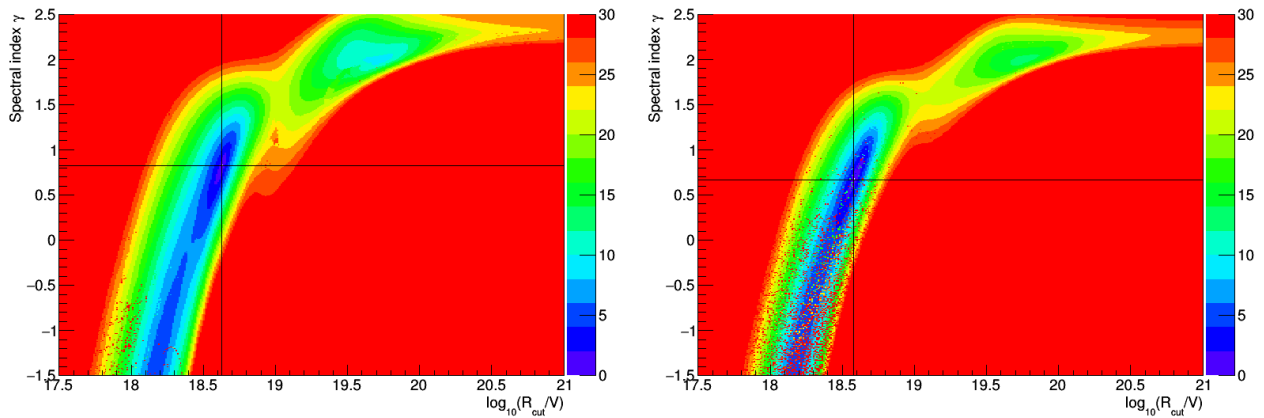


Figure 6.6 – Résultats du balayage des paires (R_{cut}, γ) , avec l’application de la correction de la surdensité locale de galaxies, pour les données publiées lors de l’ICRC 2015, à gauche, et de l’ICRC 2017, à droite. Les couleurs représentent les valeurs de la racine carrée suivante : $\sqrt{D - D_{\text{min}}}$, où D_{min} est la déviance minimale (équation 5.15) obtenue pour des valeurs de R_{cut} et γ indiquées par les lignes continues noires.

données présentées lors de la conférence ICRC 2015 et à droite lors de la conférence ICRC 2017. Les résultats du meilleur ajustement sont reportés dans la table 6.3. En ce qui concerne les données de l’ICRC 2015, les changements sur les valeurs de R_{cut} et γ sont compris dans les incertitudes sur ces paramètres. Pour les données de l’ICRC 2017, la prise en compte de la surdensité locale de galaxies dans la distribution des sources rend ces résultats compatibles avec ceux obtenus sur les données de l’ICRC 2015. Les figures 6.7 et 6.8 illustrent les spectres en énergie, observés sur Terre, des rayons cosmiques secondaires et primaires. Ces figures, associées aux résultats reportés dans la table 6.3, indiquent un allègement de la composition pour les deux lots de données. Cela se traduit, pour les données de l’ICRC 2015, à une suppression de l’injection de silicium et à une suppression de l’injection de fer pour l’ICRC 2017. La suppression de l’injection du fer pour les données de l’ICRC 2017 s’accompagne également de la suppression de l’injection de protons. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la différence dans les pentes de la coupure des spectres des deux lots de données se traduit, pour les données de l’ICRC 2017 par le besoin d’ajouter une composante lourde. Avec l’application de la correction de la surdensité, l’ajustement de la fin du spectre est assuré par l’injection de noyaux de silicium. Pour les deux cas, la composante de protons secondaires et celle des masses $2 \leq A \leq 4$ sont peu modifiées et la composante de masses $5 \leq A \leq 22$ atteint des énergies plus importantes.

Sur la figure 6.9 deux exemples d’ajustement des distributions en X_{max} sont présentées, à gauche

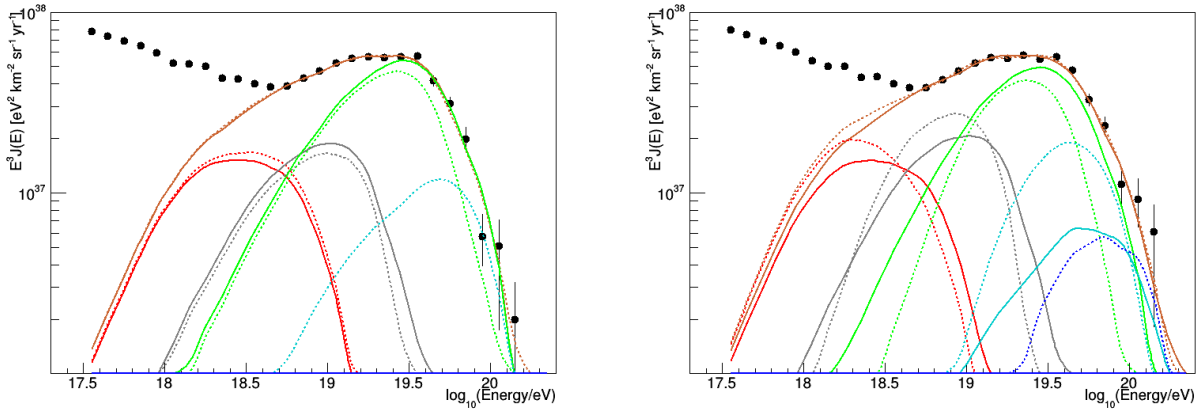


Figure 6.7 – Spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. Le spectre reconstruit à partir des données est représenté par les points noirs, à gauche pour l'ICRC 2015 et à droite pour l'ICRC 2017. Le spectre total construit à partir des simulations, dont la distribution des sources prend en compte la surdensité locale de galaxies, est présenté par la ligne marron. Les lignes continues rouge, grise, verte, cyan et bleue correspondent aux spectres des rayons cosmiques secondaires dont la masse est respectivement de $A = 1$, $2 \leq A \leq 4$, $5 \leq A \leq 22$, $23 \leq A \leq 38$, $39 \leq A \leq 56$. Les lignes pointillées indiquent les résultats obtenus sans la correction de la surdensité locale pour ces mêmes masses.

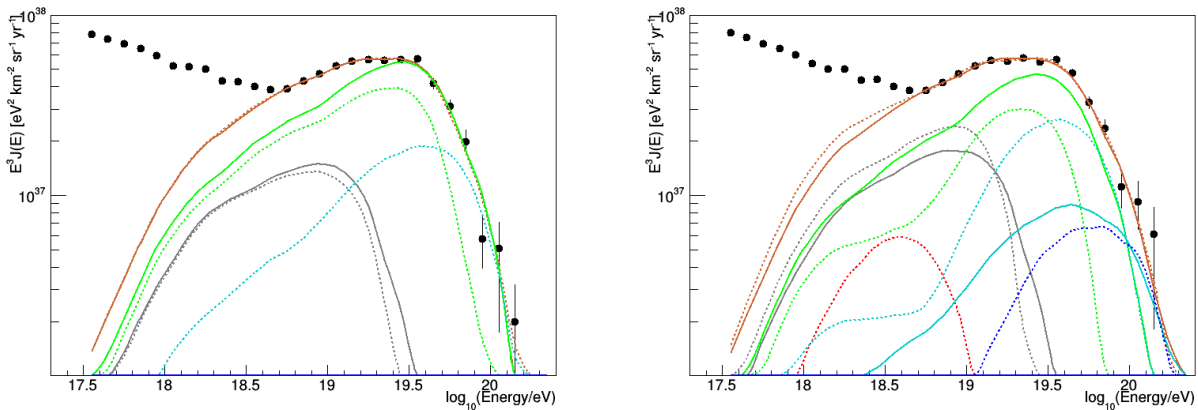


Figure 6.8 – Spectre en énergie, observé sur Terre, des rayons cosmiques primaires. Les points noirs représentent les spectres reconstruits à partir des données de l'ICRC 2015 à gauche et de l'ICRC 2017 à droite. Les spectres des rayons cosmiques primaires sont illustrés en rouge pour les protons, en gris pour les noyaux d'hélium, en vert pour les noyaux d'azote, en cyan pour les noyaux de silicium et en bleu pour les noyaux de fer. Les lignes continues indiquent les résultats obtenus avec la correction de la surdensité locale tandis que les lignes pointillés ceux obtenus sans cette correction.

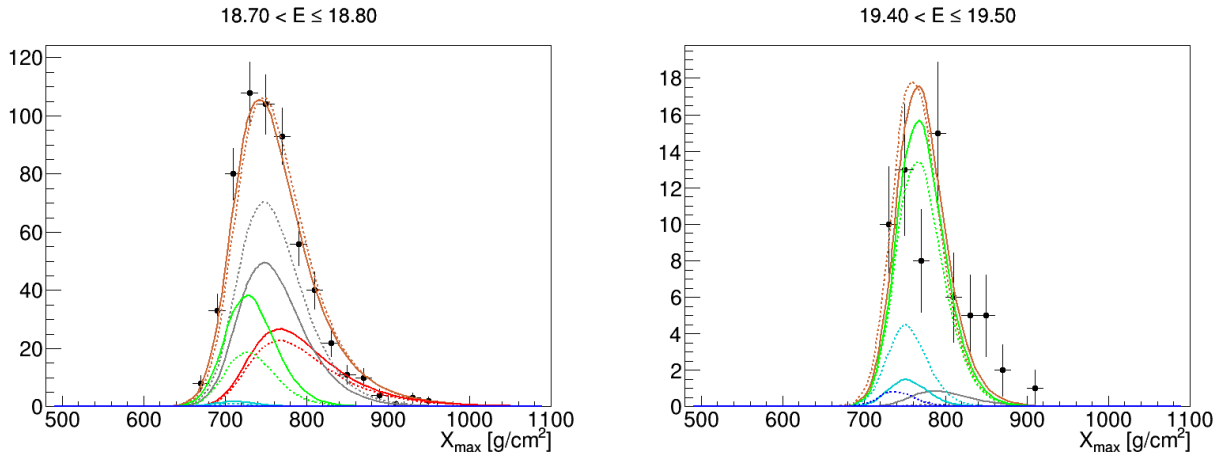


Figure 6.9 – Résultat de l’ajustement combiné sur la distribution en X_{\max} des données de l’ICRC 2017, de l’intervalle d’énergie $18.7 \leq E \leq 18.8$, à gauche et $19.4 \leq E \leq 19.5$, à droite. Les courbes colorées représentent les distributions attendues pour des rayons cosmiques secondaires dont la masse est $A = 1$ (rouge), $2 \leq A \leq 4$ (gris), $5 \leq A \leq 22$ (vert), $23 \leq A \leq 38$ (cyan), $39 \leq A \leq 56$ (bleu), tandis que la somme de ces distributions est présentée en marron. Les lignes continues indiquent les résultats obtenus avec la correction de la surdensité locale tandis que les lignes pointillés ceux obtenus sans cette correction.

pour des événements d’énergie appartenant à l’intervalle $[18.7; 18.8]$ et à droite appartenant à l’intervalle $[19.4; 19.5]$. Ces deux distributions ont été sélectionnées afin de comprendre les effets de la correction de la surdensité aux énergies les plus basses et les plus hautes considérées lors de l’ajustement combiné. Aux plus basses énergies (figure de gauche) on constate une diminution de la composante secondaire $2 \leq A \leq 4$ au profit des composantes $A = 1$ et $5 \leq A \leq 22$, ce qui a pour conséquence de décaler la distribution en X_{\max} simulée vers les valeurs de X_{\max} plus faible. L’effet inverse se produit aux plus hautes énergies (figure de droite) pour lesquelles les composantes lourdes $23 \leq A \leq 38$ et $39 \leq A \leq 56$ sont réduites au profit de la composante $5 \leq A \leq 22$, décalant ainsi la distribution vers des valeurs de X_{\max} plus haute. Ce sont ces deux effets qui expliquent l’amélioration significative de la déviance $D_{X_{\max}}$.

La correction de la surdensité selon l’équation 6.9 n’est appliquée que pour des événements dont la source est à une distance inférieure à 28.5 Mpc. Si l’on reporte cette distance sur la figure 1.2, on s’aperçoit que les pertes d’énergie à cette distance permettent d’avoir des particules avec des énergies de quelques dizaines de EeV. L’application de la correction de la surdensité conduit à considérer des sources plus proches de la Terre, augmentant ainsi le flux des rayons cosmiques secondaires de protons, de noyaux d’hélium ou d’azote aux plus hautes énergies.

6.3 A la recherche des protons extragalactiques

L’application de la correction de la surdensité rend compatible les données des ICRC 2015 et 2017 et indique alors qu’aux énergies au-delà de celle de la cheville, les protons observés sont des produits des interactions de noyaux plus lourds lors de leur propagation jusqu’à la Terre. L’expérience KASCADE-Grande et l’Observatoire Pierre Auger ont, via leur méthode de détection, la possibilité de reconstruire les compositions des rayons cosmiques. Les résultats publiés dans [KASCADE Collaboration, 2013] permettent de séparer la composante légère (figure 1.12), à savoir protons et noyaux d’hélium, d’une composante plus lourde de carbone, oxygène, azote. A partir des fractions obtenues dans [Bellido, 2017] et présentées sur la figure 5.2, il est également possible de reconstruire le spectre en énergie des protons uniquement. Ainsi sur la figure 6.10, la composante légère de l’expérience KASCADE-Grande et la composante proton de l’Observatoire Pierre Auger sont illustrées. Les méthodes de détection employées par l’expérience KASCADE-Grande n’autorisent pas la séparation des protons et des noyaux d’hélium, néanmoins la superposition du spectre de la composante légère avec

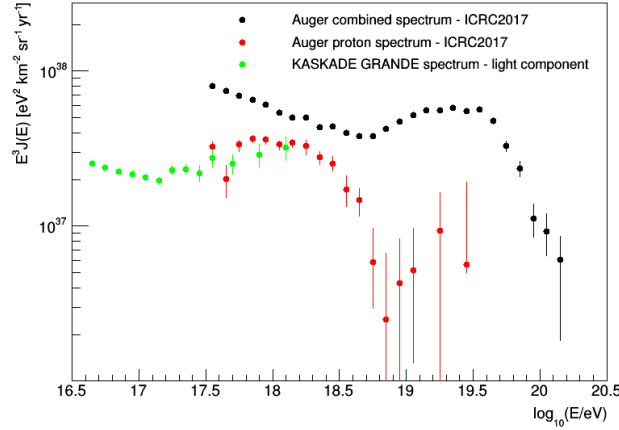


Figure 6.10 – Spectres en énergie de la composante légère, en vert, observée par l'expérience KASCADE-Grande [KASCADE Collaboration, 2013] et de la composante proton, en rouge, reconstruite à partir des données de l'ICRC 2017 [Bellido, 2017], de l'Observatoire Pierre Auger. Les barres d'erreurs du spectre des protons sont la combinaison des incertitudes statistiques sur le spectre en énergie total représenté par les points noirs et des incertitudes sur les fractions de protons dans chaque intervalle en énergie.

le spectre des protons de l'observatoire montrent une compatibilité des deux spectres en énergie. En admettant que la composante légère de KASCADE-Grande soit finalement dominée par les protons, se dessine alors un spectre des protons pour des énergies de $10^{16.5}$ eV à $10^{19.0}$ eV présentant des structures semblables à une cheville et une coupure. Si l'on part du principe que la "cheville" des protons à une énergie de $10^{17.2}$ eV marque la transition entre une origine Galactique et extragalactique, alors la procédure d'ajustement combiné peut être étendue pour les protons, jusqu'à des énergies de $10^{17.5}$ eV, énergie à laquelle l'efficacité de détection du réseau *Infill* de l'Observatoire Pierre Auger est de 100%. De récentes études tentent d'abaisser le seuil de détection en énergie du réseau *Infill*. On peut alors s'attendre, dans les années à venir, à pouvoir combiner le spectre en énergie avec les données des télescopes à fluorescence HEAT, inclinés de façon à détecter des gerbes atmosphériques pour des énergies supérieures à $10^{17.2}$ eV, afin d'obtenir le spectre des protons pour des énergies supérieures à $10^{17.2}$ eV.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons considérer que le spectre en énergie des protons observé pour des énergies supérieures à $10^{17.5}$ eV peut être expliqué par une origine extragalactique de ces derniers, qu'ils soient secondaires ou primaires.

6.3.1 Modifications de la procédure d'ajustement combiné

La procédure de l'ajustement combiné est modifiée de telle sorte qu'elle incorpore l'ajustement du spectre des protons, et seulement du spectre, pour des énergies entre $10^{17.5}$ eV et $10^{18.7}$ eV. Pour des énergies supérieures à $10^{18.7}$ eV, la procédure reste inchangée. Ainsi une nouvelle vraisemblance \mathcal{L}_J est définie et s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_J = \prod_{m \vee \log_{10}(E/\text{eV}) \geq 18.7} \frac{1}{\sigma_m^{\text{data}} \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{J_m^{\text{data}} - K J_m^{\text{model}}}{\sigma_m^{\text{data}}} \right)^2 \right) \times \prod_{m' \vee 17.5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) < 18.7} \frac{1}{\sigma_{m'}^{\text{data},p} \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{J_{m'}^{\text{data},p} - K \alpha_{m'}^p J_{m'}^{\text{model},p}}{\sigma_{m'}^{\text{data},p}} \right)^2 \right). \quad (6.14)$$

Dans l'équation 6.14, $J_m^{\text{model},p}$ et $J_m^{\text{data},p}$ représentent respectivement les spectres en énergie des protons uniquement, modélisés à partir des simulations et le spectre des protons reconstruit à partir des données

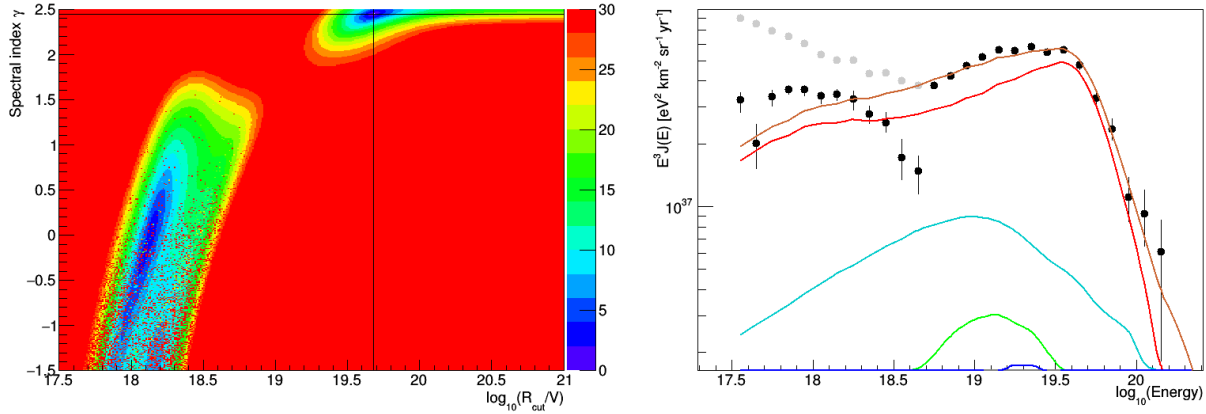


Figure 6.11 – A gauche : Résultat du balayage des couples (R_{cut}, γ) . Les couleurs représentent les valeurs de la racine carrée suivante : $\sqrt{D - D_{\text{min}}}$, où D_{min} est la déviance minimale (équation 5.15) obtenue pour des valeurs de R_{cut} et γ indiquées par les lignes continues noires. A droite : Spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires. Les lignes continues rouge, grise, verte, cyan et bleue correspondent aux spectres des rayons cosmiques secondaires dont la masse est respectivement de $A = 1, 2 \leq A \leq 4, 5 \leq A \leq 22, 23 \leq A \leq 38, 39 \leq A \leq 56$. Les points noirs indiquent les valeurs du spectre utilisé pour le calcul de la déviance D_J . Les points gris permettent de visualiser la différence entre le spectre en énergie des protons et le spectre total.

enregistrées par l’observatoire, avec une incertitude statistique $\sigma_m^{\text{data},p}$. Le coefficient α_m^p correspond à la fraction de protons contribuant dans l’intervalle d’énergie m , au flux J_m^{model} . L’expression de la vraisemblance étant modifiée, la déviance D_J est modifiée également. Ainsi le paramètre K calculé par la résolution de l’équation $\partial D_J / \partial K = 0$ devient :

$$K = \frac{\sum_m \frac{J_m^{\text{data}} J_m^{\text{model}}}{(\sigma_m^{\text{data}})^2} + \sum_{m'} \frac{\alpha_{m'}^p J_{m'}^{\text{data},p} J_{m'}^{\text{model},p}}{(\sigma_{m'}^{\text{data},p})^2}}{\sum_m \left(\frac{J_m^{\text{model}}}{\sigma_m^{\text{data}}} \right)^2 + \sum_{m'} \left(\frac{\alpha_{m'}^p J_{m'}^{\text{model},p}}{\sigma_{m'}^{\text{data},p}} \right)^2}. \quad (6.15)$$

Ces modifications implémentées dans le programme d’ajustement combiné, les résultats pour les données de l’ICRC 2017⁶ sont présentés sur la figure 6.11, pour les valeurs de déviance obtenue par le balayage des couples (R_{cut}, γ) et pour le spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires, et sur la figure 6.12 pour l’ajustement des distributions en X_{max} . On rappelle que l’ajustement combiné est effectué pour les énergies supérieures à $10^{18.7}$ eV et que pour les énergies en-deçà, seul le spectre en énergie des protons est ajusté. La correction de la surdensité locale de galaxies est également appliquée. L’ajustement conduit finalement à l’obtention d’une rigidité maximale $\log_{10}(R_{\text{cut}}/V) = 19.74^{+0.03}_{-0.02}$ et un indice spectral $\gamma = 2.44^{+0.01}_{-0.01}$. Comme on peut le constater sur la figure 6.11, la composition est dominée, à l’énergie de référence $E_0 = 10^{19.0}$ eV, par les protons avec une fraction injectée aux sources de 85%, le reste étant un mélange de 12% de noyaux de silicium et de 3% de noyaux de fer, afin de contrebalancer les protons dans l’ajustement des distributions en X_{max} . La déviance totale de cette ajustement est $D = D_J + D_{X_{\text{max}}} = 364.04 + 807.29$. L’ajustement des données du spectre et de composition n’est donc pas possible avec les hypothèses actuelles sur la forme du spectre, les modèles de composition, etc.

6.3.2 Spectre aux sources différents pour les protons

Afin de résoudre les problèmes de l’ajustement combiné auquel est ajouté l’ajustement du spectre des protons aux énergies en-deçà de celle de la cheville, les hypothèses de base sur la forme du spectre

6. Dans la suite du chapitre, seules les données présentées lors de la conférence ICRC 2017 sont utilisées.

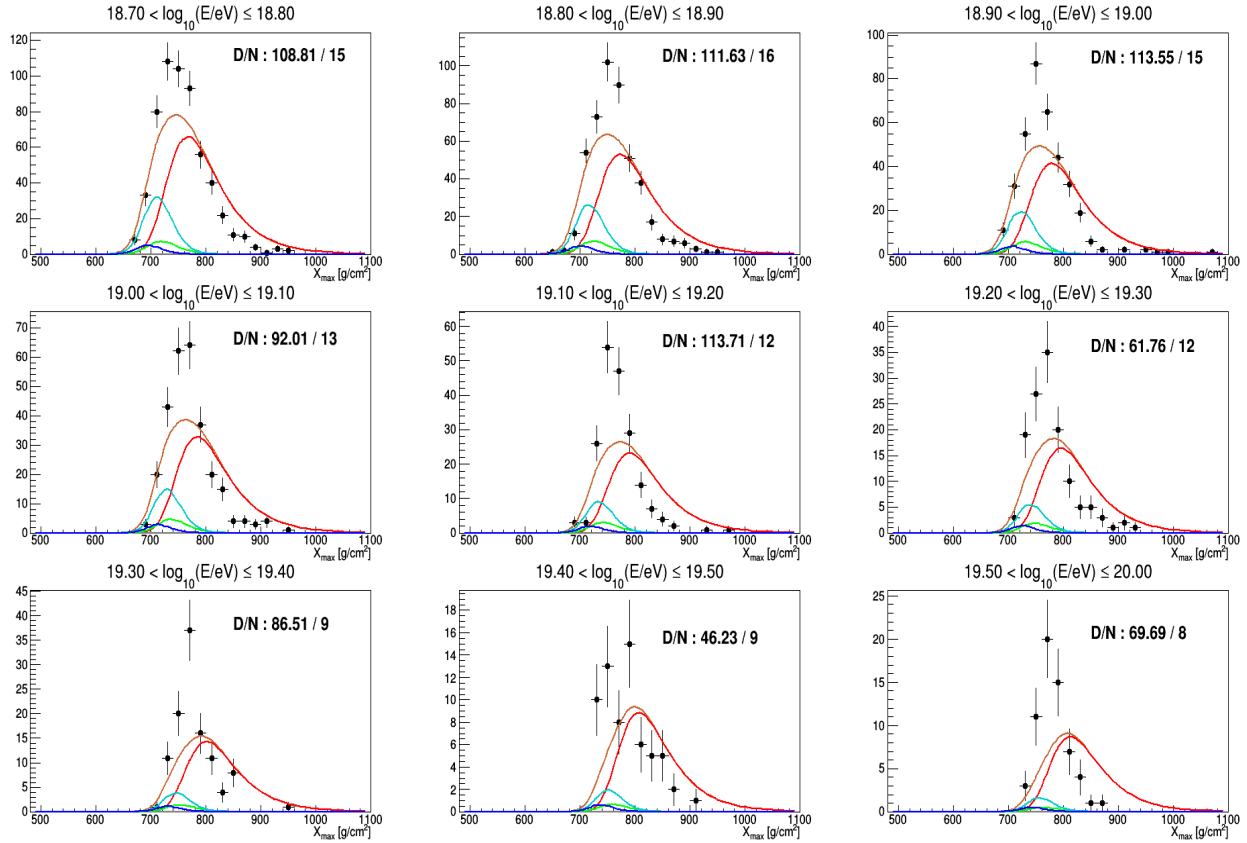


Figure 6.12 – Distributions en X_{\max} reconstruites à partir des données de l’ICRC 2017 et présentées en noires pour chaque intervalle en énergie participant à l’ajustement combiné. Les courbes colorées représentent les distributions attendues pour des rayons cosmiques secondaires dont la masse est $A = 1$ (rouge), $2 \leq A \leq 4$ (gris), $5 \leq A \leq 22$ (vert), $23 \leq A \leq 38$ (cyan), $39 \leq A \leq 56$ (bleu), tandis que la somme de ces distributions est présentée en marron. Les valeurs D/N correspondent à la déviance calculée dans chacun des intervalles en énergie et le nombre de degrés de liberté associé.

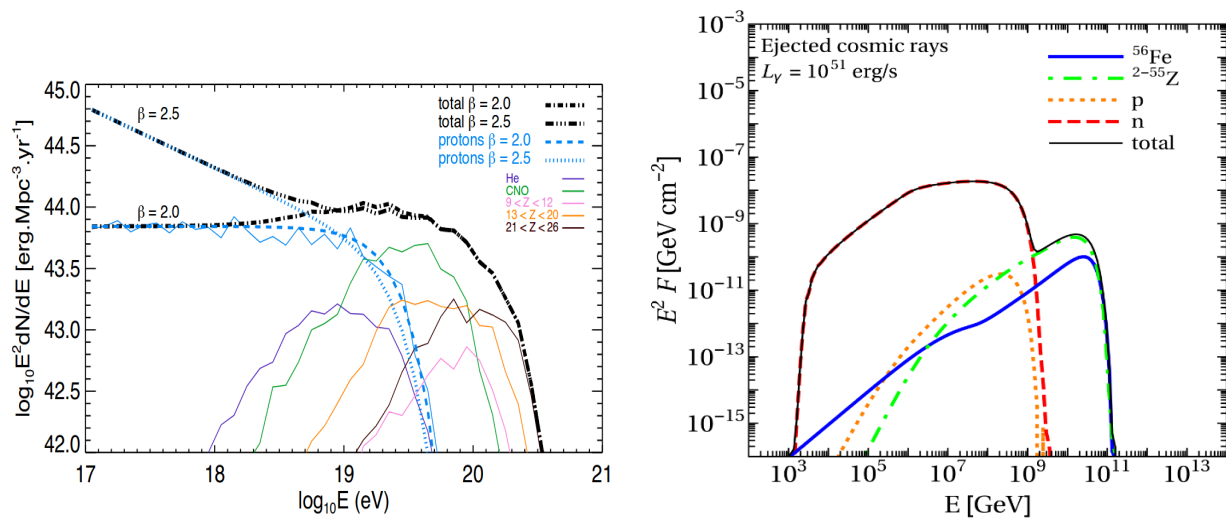


Figure 6.13 – Spectre injecté aux sources pour différents noyaux, à gauche, après un ajustement du spectre des protons avec un indice spectral égale à 2 ou 2.5. Cette figure est extraite des travaux de Globus et al. [2017]. A droite, spectre injecté aux sources, extrait de [Biehl et al., 2018], pour différents noyaux et pour les neutrons.

	Avec $\gamma_p \neq \gamma$	Avec $\gamma_p = \gamma$
$\log_{10}(R_{\text{cut}}/V)$	$18.36^{+0.02}_{-0.01}$	$19.74^{+0.03}_{-0.02}$
γ	$-0.25^{+0.10}_{-0.08}$	$2.44^{+0.01}_{-0.01}$
γ_p	2.94 ± 0.07	-
f_{H} [%]	8.4 ± 1.3	84.7 ± 0.7
f_{He} [%]	87.9 ± 1.2	0.00 ± 10^{-4}
f_{N} [%]	3.4 ± 0.2	0.00 ± 10^{-3}
f_{Si} [%]	0.25 ± 0.05	12.5 ± 0.2
f_{Fe} [%]	0.00 ± 10^{-7}	2.7 ± 0.1
D/N	265.76/135	1171.33/135
D_J	57.70/26	364.04/26
$D_{X_{\text{max}}}$	208.06/109	807.29/109

Table 6.4 – Résultats de l’ajustement des paramètres R_{cut} , γ ainsi que des fractions f_j pour les données publiées lors de l’ICRC 2017, avec application de la correction de la surdensité locale de galaxies et avec ou sans l’introduction d’un indice spectral différent pour les protons.

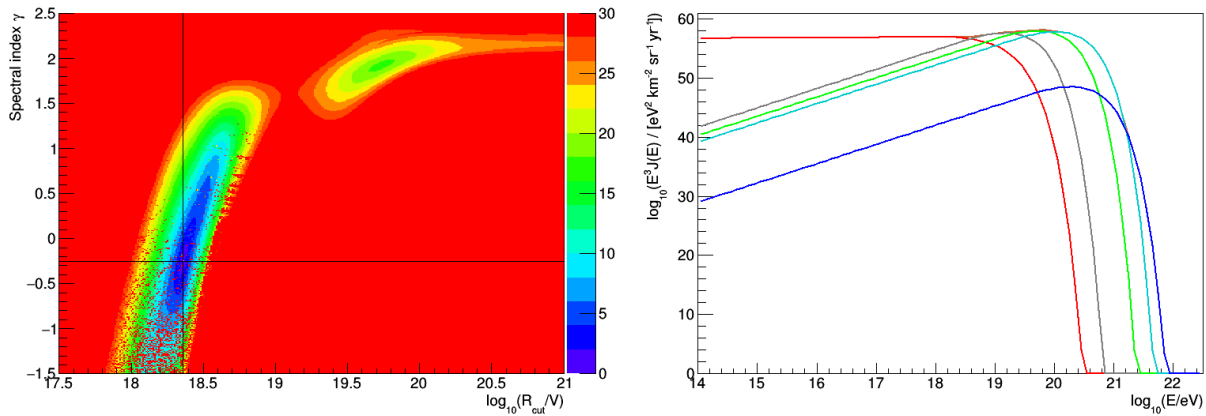


Figure 6.14 – Valeur de déviance pour les différents couples (R_{cut}, γ) , à gauche. Spectre injecté aux sources des différentes masses considérées dans le modèle, à droite. Les légendes sont respectivement identiques à celles des figures 6.6, 5.8.

aux sources doivent être revues. Les travaux de Globus et al. [2017] et Biehl et al. [2018] ont montré que l’environnement des sites d’accélération des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie présentait de fortes densités de photons sur une large gamme d’énergie. Lors des processus d’accélération, les noyaux interagissent avec les photons ambiants qu’ils rencontrent par photodésintégration produisant ainsi des neutrons pouvant s’échapper aisément du site d’accélération et se désintégrant ensuite en proton. Ce phénomène résulte en un spectre des noyaux différents des protons, plus dur que celui des protons, c’est-à-dire avec un indice spectral $\gamma < \gamma_p$ où γ_p est l’indice du spectre en énergie des protons. Ceci est illustré par la figure 6.13. Pour tenir compte de ces phénomènes, la pondération a posteriori des coefficients N_{jklm} par les coefficients w_{jk} est modifiée. Ainsi pour les noyaux secondaires issus d’un proton primaire, dans l’équation 5.8, γ devient γ_p . Un nouveau paramètre est donc ajouté à l’ajustement combiné. Le balayage des couples (R_{cut}, γ) est toujours effectué mais cette fois-ci, quatre fractions (la dernière étant contrainte par $\sum_j f_j = 1$) et l’indice spectral γ_p sont laissés libres. Les résultats sont reportés dans la table 6.4 aux côtés de ceux de l’ajustement combiné sans l’introduction de l’indice γ_p . Les spectres injectés aux sources, des rayons cosmiques secondaires et primaires ainsi que le résultat du balayage sont illustrés sur la figure 6.15, tandis que les résultats de l’ajustement des distributions en X_{max} sont illustrés sur la figure 6.16. L’ajout d’un indice spectral différent pour le spectre des protons permet un ajustement satisfaisant des données de composition et de spectre comme on peut le constater à partir des valeurs reportées dans la table 6.4. L’indice spectral γ_p est

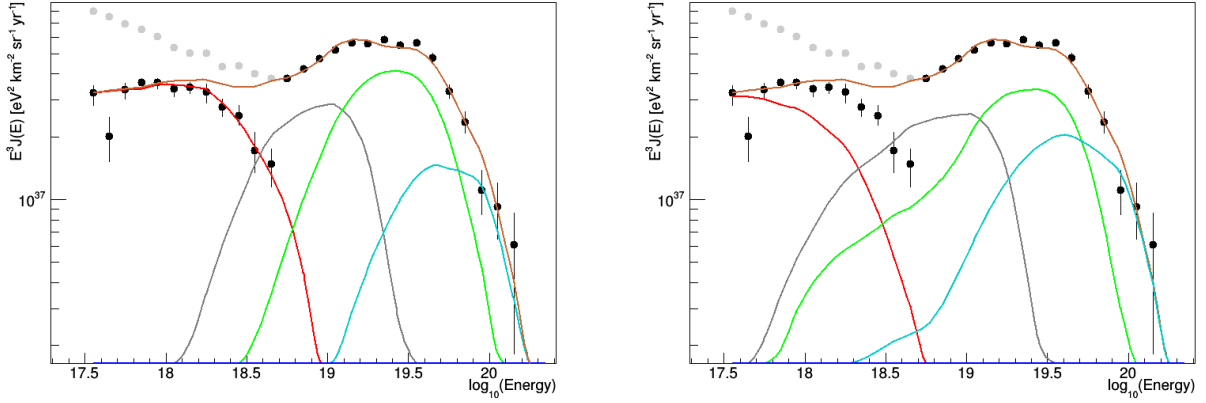


Figure 6.15 – Spectre observé des rayons cosmiques secondaires, à gauche et des rayons cosmiques primaires, à droite. Les légendes sont respectivement identiques à celles des figures 6.7 et 6.8.

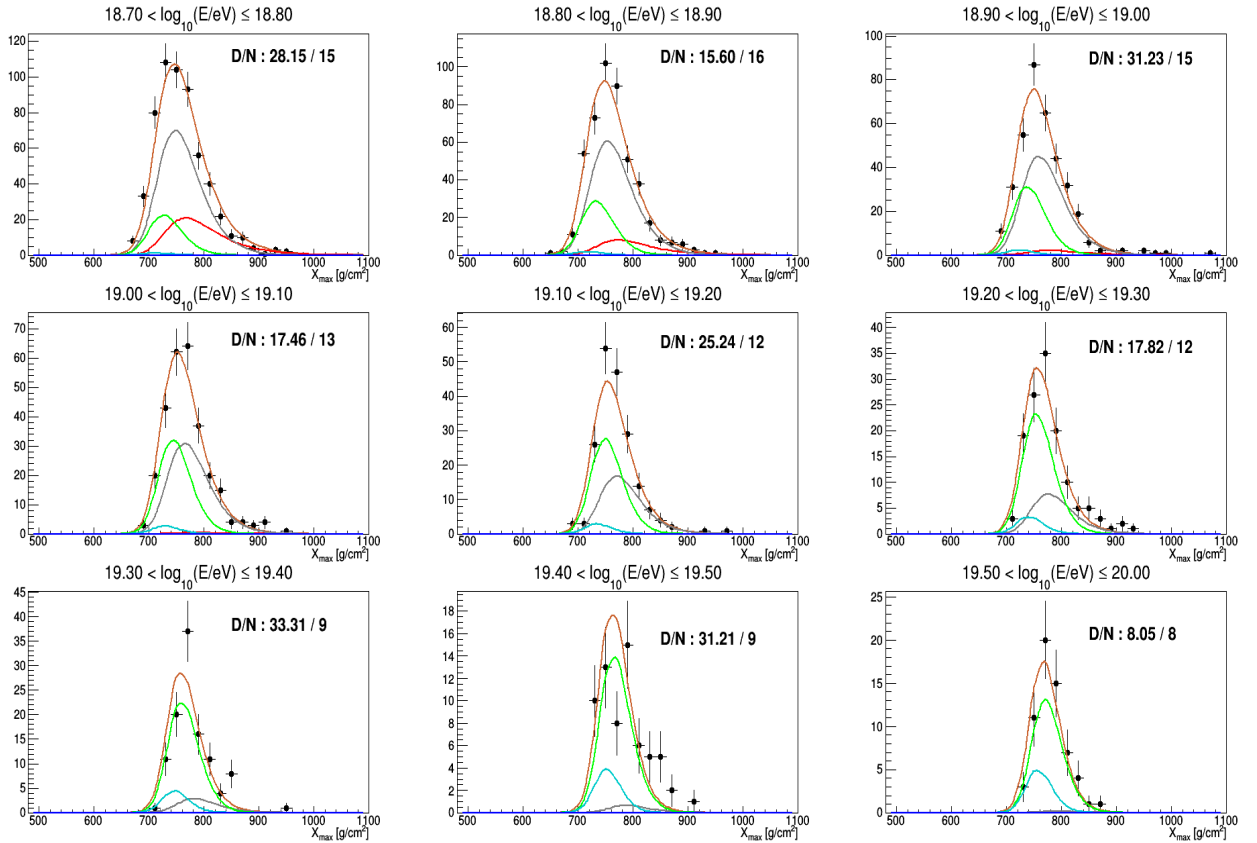


Figure 6.16 – Distributions en X_{\max} reconstruites à partir des données de l'ICRC 2017 et présentées en noires pour chaque intervalle en énergie à partir de $10^{18.7}$ eV. Les courbes colorées représentent les distributions attendues pour des rayons cosmiques secondaires dont la masse est $A = 1$ (rouge), $2 \leq A \leq 4$ (gris), $5 \leq A \leq 22$ (vert), $23 \leq A \leq 38$ (cyan), $39 \leq A \leq 56$ (bleu), tandis que la somme de ces distributions est présentée en marron, pour un modèle décrivant le spectre des protons avec l'introduction de l'indice spectral γ_p .

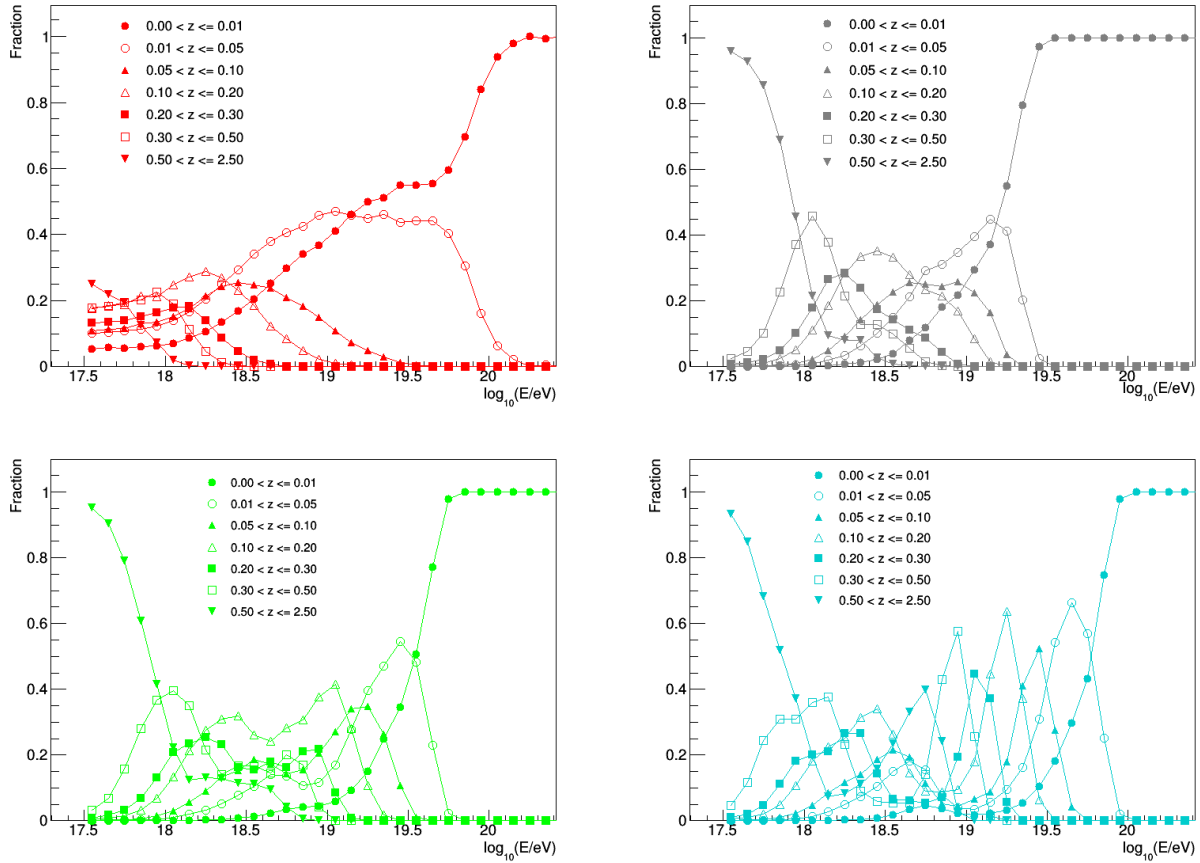


Figure 6.17 – Fraction β décrivant la contribution d’une coquille en redshift dans le spectre observé d’un rayon cosmique primaire, proton (en rouge), hélium (en gris), azote (en vert) et silicium (en cyan).

estimé à 2.94 tandis que l’indice γ pour les noyaux plus lourds, est de -0.25. On retrouve ainsi des résultats similaires à ceux publiés dans [Globus et al. \[2017\]](#), dans le sens où le spectre des noyaux lourds est bien plus dur que celui des protons. A l’énergie de référence E_0 ⁷, la composition injectée est dominée par les noyaux d’hélium (figure 6.14, à droite).

La valeur de déviance $D_{X_{\max}}$ de l’ajustement des données de composition est similaire à celle obtenue dans le paragraphe 6.2.2. La dégradation de la déviance D_J , outre le fait que le nombre de degrés de liberté de l’ajustement du spectre augmente, s’explique par la valeur du spectre proton dans l’intervalle d’énergie, $10^{17.6} \leq E \leq 10^{17.7}$. Pour cet intervalle, la fraction de protons est diminuée au profit de l’hélium (figure 5.2) exposant ainsi, si le besoin en était, la difficulté de séparer les masses observées à partir seulement des distributions en X_{\max} .

Le spectre des protons observés par l’Observatoire Pierre Auger, avec les hypothèses considérées dans ce paragraphe, se compose de protons primaires et secondaires (figure 6.15). En ce qui concerne les protons primaires, on peut se demander dans quelle coquille en redshift ils sont produits. Dans chacune des coquilles, les spectres observés des rayons primaires ont ainsi été reconstruits. La contribution au spectre pour un primaire de masse A , d’une coquille en redshift z , dans l’intervalle m en énergie, définit la fraction β comme :

$$\beta_{m,z}^A = \frac{J_{m,z}^{\text{model},A}}{\sum_z J_{m,z}^{\text{model},A}} \quad (6.16)$$

Les résultats obtenus pour les primaires : proton, hélium, azote et silicium sont exposés sur la figure 6.17. Ces figures sont à analyser en ayant en tête le spectre des rayons cosmiques primaires de la figure 6.15 à droite. Pour les protons, la coupure de ce spectre apparaît à une énergie d’environ $10^{18.3}$ eV,

7. Le choix de l’énergie de référence à 10^{19} eV a été sélectionné afin d’être proche de la coupure du spectre en énergie.

ainsi les fractions intéressantes à observer sont celles en-deçà de cette énergie. On peut alors constater que les protons injectés aux redshifts les plus grands, donc aux distances les plus éloignées de la Terre, peuplent les énergies les plus basses considérées. La considération de coquille plus proche de nous permet de peupler les énergies plus importantes, les pertes d'énergie étant plus faibles. Néanmoins il est intéressant de constater que le modèle ainsi développé pour l'ajustement combiné offre la possibilité de détecter des protons provenant de sources très éloignées de la Terre. Les résultats pour les noyaux plus lourds semblent aller dans la même direction.

En supposant une origine extragalactique des protons vus par l'Observatoire Pierre Auger, il est possible d'ajuster les données de spectre et de composition, à la condition d'introduire un indice spectral différent pour les protons qui peut être interprété par l'échappement aisé des neutrons des sites d'accélération des rayons cosmiques. La dernière partie de ce chapitre s'intéresse à tester différents modèles d'évolution des sources.

6.4 Évolution des sources

Tout comme leur origine, l'évolution des galaxies soulève encore de nombreuses questions. En ce qui concerne l'accélération de rayons cosmiques aux énergies les plus extrêmes des études [Gelmini et al., 2012], [Madau and Dickinson, 2014], etc., ont suggéré que le taux de production de rayons cosmiques est dépendant du redshift de la source. Jusqu'à présent le modèle pour l'ajustement combiné considère des sources identiques. La prise en compte de l'évolution des sources en fonction du redshift est assurée par le terme $(1+z)^m$ de l'équation 5.5. Les valeurs de m positives impliquent des sources de plus en plus lumineuses pour des valeurs de redshift croissante et inversement pour les valeurs négatives de m . D'autres modèles décrivant des évolutions du taux de formation d'étoiles, $SFR(z)$ plus complexes, peuvent également être considérés. Ainsi l'application de l'évolution des sources se fait au travers de la normalisation des coquilles de redshift. Dans cette section, nous nous proposons de tester les modèles d'évolution de sources selon $(1+z)^m$ avec $m = 3, -3$, ainsi que les modèles décrivant le taux de formation d'étoiles, $SFR(z)$, [Gelmini et al., 2012] :

$$SFR(z) \propto \begin{cases} (1+z)^{3.4}, & z < 1 \\ (1+z)^{-0.3}, & 1 < z < 4 \\ (1+z)^{-3.5}, & z > 4, \end{cases} \quad (6.17)$$

et $SFR_{\text{Madau}}(z)$ [Madau and Dickinson, 2014] :

$$SFR_{\text{Madau}}(z) \propto \frac{(1+z)^{2.7}}{1 + [(1+z)/2.9]^{5.6}}. \quad (6.18)$$

Les distributions en redshift des événements simulés avec ces différents modèles sont exposées sur la figure 6.18. Les résultats sont reportés dans les tables 6.5 et 6.6.

L'ensemble de ces ajustements combinés ont été obtenus en ajoutant le spectre des protons pour des énergies en-deçà de celle de la cheville avec un indice spectral aux sources γ_p laissé en paramètre libre.

L'application de la correction de la surdensité locale a été testée pour chacun des modèles d'évolution de sources. Dès lors que celle-ci est prise en compte, la déviance totale est significativement améliorée. Si on regarde plus en détail, on voit que c'est au niveau de l'ajustement des distributions en X_{max} qu'une diminution de la déviance d'environ 30, est observée. La déviance du spectre D_J est dégradée par un allègement de la composition pour des énergies comprises entre $10^{19.4}$ eV et $10^{20.0}$ eV. Afin de visualiser ces effets, les spectres en énergie des rayons cosmiques secondaires de l'ensemble de ces tests sont présentés sur les figures 6.19 et 6.20.

Ce qui est frappant dans ces résultats, c'est la stabilité des valeurs de rigidité maximale R_{cut} obtenues, alors que l'indice spectral γ des noyaux de masses $A > 1$, varie de -1.5 à 0.04. Les valeurs

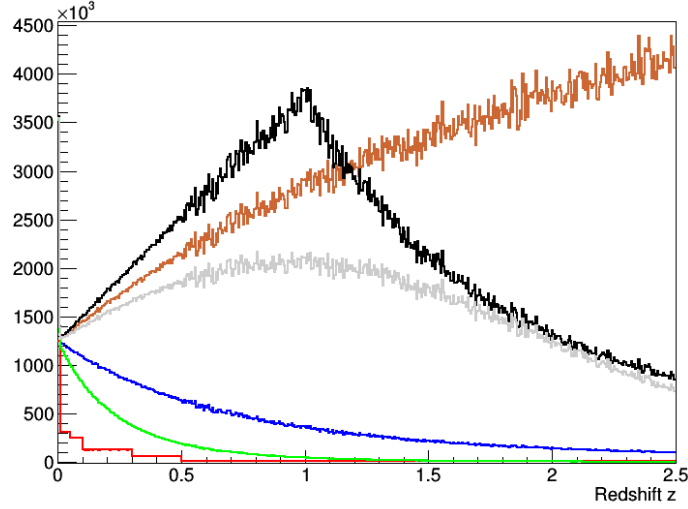


Figure 6.18 – Distribution en redshift des événements simulés, avant (en rouge) et après (en bleu) application des poids afin de normaliser les coquilles de redshift à la première et de tenir compte du facteur dt/dz . Les courbes vertes et marron présentent les distributions en redshift après application du terme d'évolution $(1+z)^m$ pour des valeurs de m respectivement de -3 et 3. La courbe noire correspond au modèle $SFR(z)$, et la courbe grise au modèle $SFR_{Madau}(z)$.

		D	D_J	$D_{X_{max}}$	R_{cut}	γ	γ_P
$m = 0$	(1)	280.52	43.93 / 26	236.58 / 109	$18.31^{+0.02}_{-0.01}$	$-0.64^{+0.13}_{-0.10}$	2.98 ± 0.08
$m = 0 \times \text{Overdensity}$	(2)	265.76	57.70 / 26	208.06 / 109	$18.36^{+0.02}_{-0.01}$	$-0.25^{+0.10}_{-0.08}$	2.94 ± 0.07
$m = 3$	(3)	262.48	40.27 / 26	222.21 / 109	$18.24^{+0.01}_{-0.01}$	$-1.50^{+0.03}_{-4.0}$	3.0 ± 0.2
$m = 3 \times \text{Overdensity}$	(4)	237.25	45.12 / 26	192.13 / 109	$18.26^{+0.02}_{-0.01}$	$-1.27^{+0.12}_{-0.13}$	2.8 ± 0.2
$m = -3$	(5)	279.53	35.77 / 26	243.76 / 109	$18.30^{+0.03}_{-0.01}$	$-0.35^{+0.14}_{-0.11}$	3.00 ± 0.06
$m = -3 \times \text{Overdensity}$	(6)	268.91	49.47 / 26	219.44 / 109	$18.35^{+0.03}_{-0.01}$	$0.04^{+0.11}_{-0.04}$	3.01 ± 0.06
SFR	(7)	266.36	37.55 / 26	228.80 / 109	$18.24^{+0.01}_{-0.01}$	$-1.50^{+0.02}_{-4.0}$	3.1 ± 0.2
$SFR \times \text{Overdensity}$	(8)	232.36	39.53 / 26	192.83 / 109	$18.23^{+0.01}_{-0.01}$	$-1.48^{+0.03}_{-4.0}$	2.9 ± 0.2
SFR_{Madau}	(9)	263.83	44.27 / 26	219.55 / 109	$18.24^{+0.01}_{-0.01}$	$-1.49^{+0.03}_{-4.0}$	3.0 ± 0.2
$SFR_{Madau} \times \text{Overdensity}$	(10)	242.60	49.66 / 26	192.93 / 109	$18.28^{+0.02}_{-0.01}$	$-1.12^{+0.12}_{-0.10}$	2.9 ± 0.2

Table 6.5 – Résultat de l'ajustement combiné pour différents modèles décrivant l'évolution des sources.

		D	f_H [%]	f_{He} [%]	f_N [%]	f_{Si} [%]	f_{Fe} [%]
$m = 0$	(1)	280.52	5.2 ± 0.9	93.1 ± 0.9	1.5 ± 0.2	0.18 ± 0.05	0.002 ± 0.003
$m = 0 \times \text{Overdensity}$	(2)	265.76	8.4 ± 1.2	87.9 ± 1.2	3.4 ± 0.2	0.25 ± 0.04	0.00 ± 10^{-7}
$m = 3$	(3)	262.48	1.4 ± 0.5	97.5 ± 0.5	1.0 ± 0.1	0.05 ± 0.001	$(2. \pm 5) 10^{-4}$
$m = 3 \times \text{Overdensity}$	(4)	237.25	2.59 ± 0.8	95.7 ± 0.8	1.7 ± 0.1	0.034 ± 0.005	0.00 ± 10^{-6}
$m = -3$	(5)	279.53	6.5 ± 0.9	91.47 ± 0.9	1.7 ± 0.2	0.25 ± 0.06	0.004 ± 0.005
$m = -3 \times \text{Overdensity}$	(6)	268.91	9.6 ± 1.2	86.7 ± 1.1	3.3 ± 0.1	0.42 ± 0.02	0.00 ± 10^{-5}
SFR	(7)	266.36	1.0 ± 0.4	97.81 ± 0.4	1.13 ± 0.1	0.05 ± 0.008	0.00 ± 10^{-4}
$SFR \times \text{Overdensity}$	(8)	232.36	1.5 ± 0.6	97.1 ± 0.5	1.40 ± 0.09	0.03 ± 0.006	0.00 ± 10^{-6}
SFR_{Madau}	(9)	263.83	1.5 ± 0.5	97.5 ± 0.5	0.92 ± 0.09	0.042 ± 0.002	$(2. \pm 4) 10^{-4}$
$SFR_{Madau} \times \text{Overdensity}$	(10)	242.60	3.1 ± 0.7	94.9 ± 0.7	1.9 ± 0.2	0.04 ± 0.02	0.00 ± 10^{-6}

Table 6.6 – Résultat de l'ajustement combiné pour les fractions injectées f_j , pour différents modèles décrivant l'évolution des sources.

de l'indice spectral du spectre injecté de protons, γ_p sont compatibles dans leurs incertitudes. Bien que présentant des variations d'indice importantes, l'ensemble des modèles éprouvés présentent une composition injectée à 10^{19} eV dominée par l'hélium avec une fraction f_{He} supérieure à 85%. A cette fraction s'ajoute ensuite un mélange de protons, d'azote et de silicium dans des proportions différentes tandis que l'injection de fer est dans tous les cas compatibles avec 0.

Les meilleurs ajustements sont obtenus pour le modèle d'évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m = 3$ et pour celui décrit par l'équation 6.17. En plus de considérer la surdensité locale de sources, les modèles présentant des sources très lumineuses, proches de la Terre (courbes marron et noire de la figure 6.18), sont préférés à d'autres, ce qui est loin d'être un résultat inattendu. Néanmoins des études plus fines sont nécessaires avant de pouvoir émettre des conclusions.

6.5 Perspectives

L'histoire de l'ajustement combiné des données de spectre et de composition ne s'arrête bien évidemment pas là, et un avenir radieux semble se profiler.

6.5.1 Une multitude de possibilités

Chaque ingrédient entrant dans la composition du modèle de l'ajustement combiné : la forme de la coupure du spectre, les modèles hadroniques utilisés, les modèles d'évolution des sources, les modèles de propagation dans le milieu intergalactique, etc., offrent plusieurs choix, certains plus pertinents que d'autres. Néanmoins la répétition de la procédure de l'ajustement combiné pour chacun des scénarii envisageables permettrait d'affiner le modèle et d'en évaluer ces incertitudes.

6.5.2 Inclure les erreurs systématiques sur les reconstructions des données de composition et de spectre

L'Observatoire Pierre Auger estime les erreurs systématiques sur l'échelle en énergie ($\pm 14\%$) pour l'établissement du spectre en énergie des rayons cosmiques secondaires et sur les distributions en X_{max} (de 6 à 9 g/cm²). L'ajout des erreurs systématiques des fractions estimées par la procédure décrite dans la section 5.1.1 augmente les incertitudes systématiques sur le spectre des protons. La modification des données, selon leurs incertitudes pourrait donc conduire à modifier les résultats observés jusqu'à présent.

Les résultats exposés tout au long de ce chapitre et du précédent sont obtenus à partir des distributions en X_{max} reconstruites par le détecteur de fluorescence. Une optimisation des stations à effet Čerenkov est actuellement en phase de déploiement, via la mise en place de scintillateurs au sommet des cuves. Cette optimisation a pour but de permettre de déterminer la masse du rayon cosmique grâce à une séparation des composantes muoniques et électromagnétiques des gerbes atmosphériques. Dans les années à venir, les distributions en X_{max} devraient être reconstruites avec ces nouveaux détecteurs avec une statistique plus importante, du fait du cycle de service de 100% du réseau de surface.

6.5.3 Estimer la contrepartie en neutrinos et en photons γ

A plusieurs reprises dans ce manuscrit, nous avons rappelé la production de neutrinos et de photons γ avec l'accélération des protons. Une contrainte supplémentaire sur les modèles pourrait alors être ajoutée à partir de la reconstruction des spectres en énergie attendus pour les neutrinos et les rayons γ et la comparaison de ces résultats avec ceux d'expériences comme IceCube, HESS, etc et avec les limites sur les flux de photons et de neutrinos issus des données de l'Observatoire Pierre Auger.

6.5.4 Vers un ajustement combiné des trois observables de l'Observatoire Pierre Auger ?

Les programmes de simulation utilisés dans ce travail pour la propagation des rayons cosmiques, depuis leur site d'accélération jusqu'à la Terre, sont ceux de *SimProp*. Celui-ci ne considère cependant

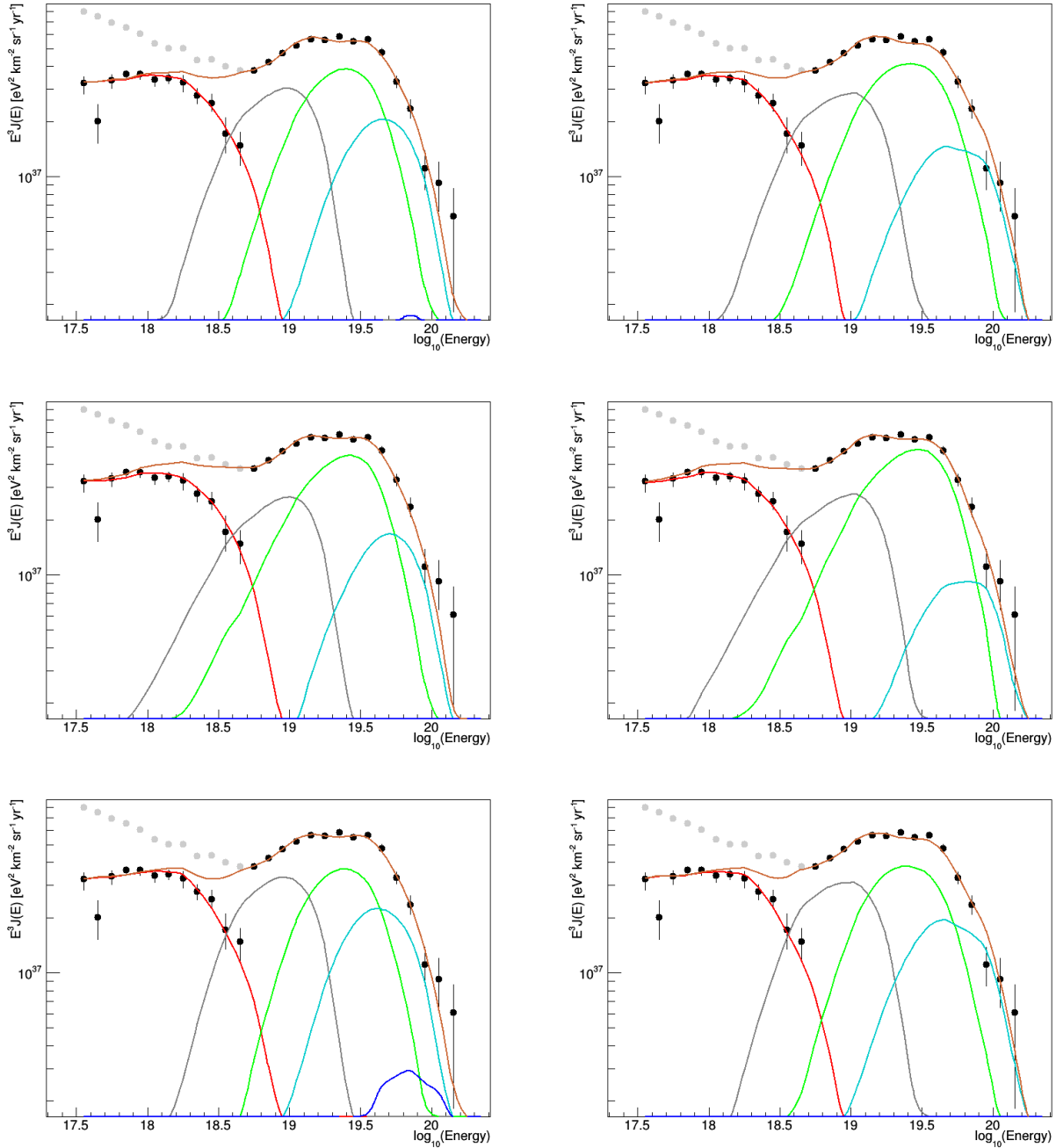


Figure 6.19 – Spectre observé des rayons cosmiques secondaires pour différents modèles d'évolutions des sources en $(1+z)^m$ avec les valeurs $m = 0$ (en haut), $m = 3$ (au milieu) et $m = -3$ (en bas). A gauche, la procédure d'ajustement ne tient pas compte de la correction de la surdensité tandis qu'à droite celle-ci est appliquée. Les légendes des figures sont identiques à celles des figures 6.7.

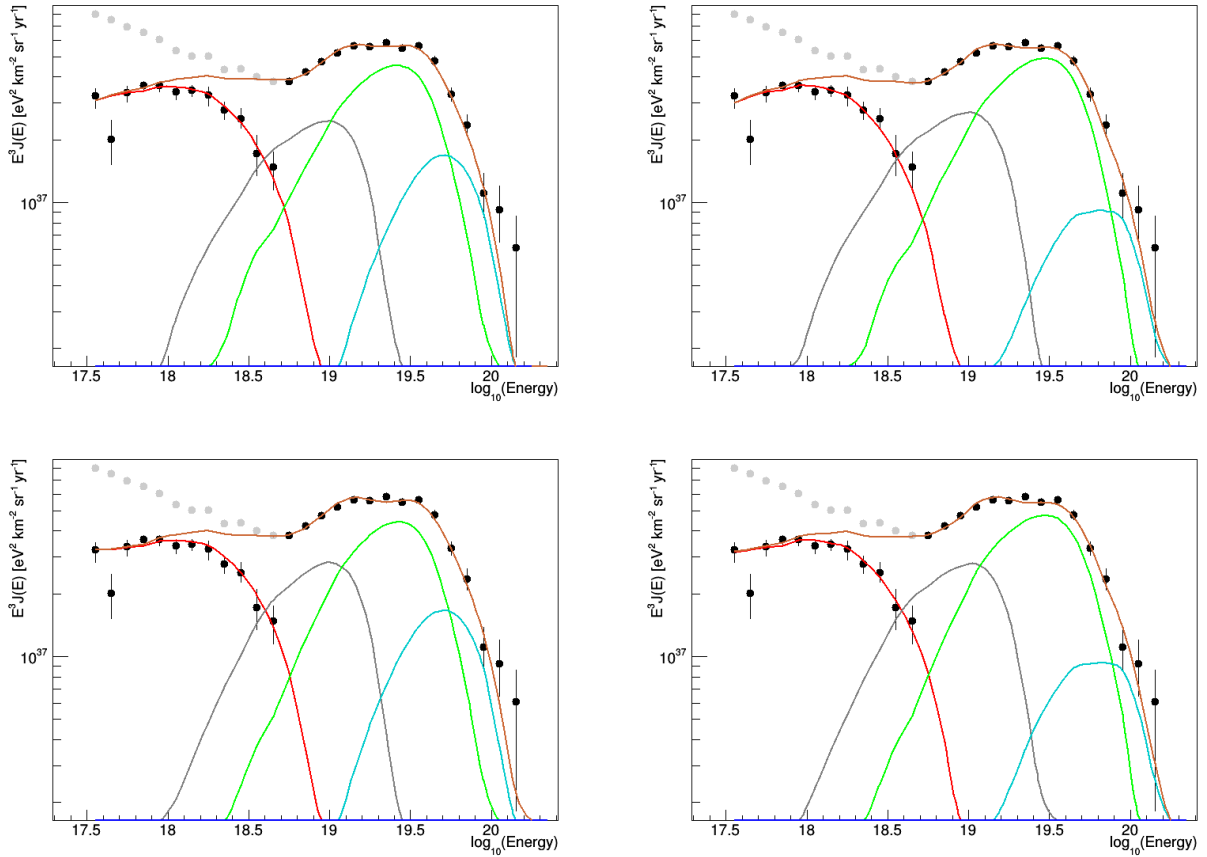


Figure 6.20 – Spectre observé des rayons cosmiques secondaires pour différents modèles d’évolutions des sources, $SFR(z)$ (en haut), $SFR_{\text{Madau}}(z)$ (en bas). A gauche, la procédure d’ajustement ne tient pas compte de la correction de la surdensité tandis qu’à droite celle-ci est appliquée. Les légendes des figures sont identiques à celles des figures 6.7.

que la propagation dans une dimension. Les déviations par les champs magnétiques ne sont par exemple pas considérés. Pour remédier à ce problème, l’utilisation des codes de *CRPropa* [Alves Batista et al., 2016] est nécessaire. Ceux-ci propagent les rayons cosmiques dans les trois dimensions de l’espace, donnant ainsi l’accès aux directions d’arrivée des rayons cosmiques.

Dans un premier temps, il est possible d’imaginer la construction de catalogues de sources similaires à ceux utilisés pour les études des anisotropies dans les directions d’arrivée et de tester ces catalogues avec *SimProp* afin de modéliser une distribution de sources plus proche des observations. Ainsi on peut réfléchir à simuler une fraction α d’événements provenant des sources du catalogue, le reste étant supposé isotrope afin de donner quelques contraintes sur le modèle décrivant la distribution des sources de rayons cosmiques.

Dans un second temps, l’utilisation des codes de *CRPropa*, notamment l’utilisation des directions d’arrivée sur Terre des rayons cosmiques, permettrait de construire les cartes du ciel des directions attendues que l’on pourrait alors comparer à la carte des directions d’arrivée reconstruite par l’Observatoire Pierre Auger. Il serait alors possible d’effectuer un ajustement combiné du spectre en énergie, des distributions en X_{max} et des directions d’arrivée, avec l’utilisation des valeurs de résolution angulaire développée dans le chapitre 3.

6.6 Conclusion du chapitre

Le modèle d’ajustement combiné développé dans le chapitre précédent considère une distribution homogène de sources identiques. Il va de soi que l’Univers est loin d’être aussi simple. Dans ce cha-

pitre, nous avons alors exploré deux possibilités majeures pour optimiser le modèle de distribution des sources.

Les récents résultats des études d'anisotropies dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques ont permis à la collaboration Pierre Auger de publier la découverte de l'origine extragalactique des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 8 EeV au travers de la reconstruction de l'amplitude et de la direction du dipôle observé aux larges échelles angulaires. A des échelles angulaires intermédiaires, une indication d'anisotropie en liant avec des catalogues de galaxies à flambée d'étoiles est visible. Nous avons dans ce chapitre présenté l'étude de la fonction de luminosité de ces catalogues donnant ainsi un argument sur le caractère limité en flux de ces derniers, pour un seuil en flux $S_{\text{cut}} > 0.3$ Jy, à 1.4 GHz. Au travers de cette étude est apparue la nécessité de prendre en compte la surdensité locale de galaxies, du fait de l'appartenance de la Voie Lactée au superamas de la Vierge. Ainsi nous avons implémenté la correction de la surdensité locale de galaxies dans la procédure de l'ajustement combiné. Cette correction a notamment permis de réconcilier les résultats des données publiées lors des conférences ICRC 2015 et ICRC 2017, aboutissant à une valeur de rigidité maximale $\log_{10}(R_{\text{cut}}/V) = 18.58$ et une valeur de l'indice spectral $\gamma = 0.67$ et une composition injectée dominée à plus de 78% par l'hélium.

A partir des fractions reconstruites exposées sur la figure 5.2, nous avons extrait le spectre en énergie des protons uniquement. Ce spectre, lorsqu'il est superposé au spectre de la composante légère observée par l'expérience KASCADE-Grande, montre des structures semblables à celles du spectre total, à savoir une cheville et une coupure. Si l'interprétation de l'énergie de la cheville comme la transition d'une origine Galactique à extragalactique est vraie, il est possible de considérer les protons d'énergies supérieures à $10^{17.5}$ eV, observés par la collaboration Pierre Auger, comme provenant de sources extragalactiques. Il est alors possible de modifier la procédure de l'ajustement combiné des données de spectre et de composition afin d'inclure le spectre en énergie des protons. Ainsi l'ajustement du spectre se décompose en deux parties : la première pour des énergies, $17.5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) < 18.7$ est constituée des points du spectre en énergie des protons, alors que la seconde, $18.7 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) < 20.0$ considère le spectre dans son ensemble. L'ajustement combiné n'est satisfaisant qu'à la condition d'introduire un indice spectral γ_p pour les protons différents de l'indice spectral γ des autres noyaux et laissé libre dans la procédure d'ajustement. Ce nouvel indice est interprété par l'échappement des neutrons aux sources. Ceci conduit à considérer un spectre des noyaux bien plus dur ($\gamma = -0.25$) que celui des protons ($\gamma_p = 2.94$) et que ce qui est attendu dans le cadre d'une accélération par les mécanismes de Fermi du premier ordre.

Enfin différents modèles d'évolution des sources en fonction de leur redshift ont été testés indiquant que les meilleurs ajustements sont obtenus pour des évolutions de sources en $(1+z)^3$ et pour le modèle $SFR(z)$ dont l'évolution pour des redshifts $z < 1$ est paramétrée en $(1+z)^{3.4}$. De nombreuses études sont nécessaires avant de pouvoir émettre une conclusion sur l'ajustement combiné avec ces modèles. Ces études sont en cours de report dans une note interne et ont fait l'objet de discussions, notamment en ce qui concerne la surdensité locale de galaxies, lors de leur présentation à la collaboration.

L'étude n'est donc pas terminée et pourrait se poursuivre en construisant des catalogues de sources qui, à l'aide des codes de propagation *CRPropa*, conduiraient à l'établissement de cartes des directions d'arrivée attendues à comparer à celle observée par l'Observatoire Pierre Auger. Ainsi si la thèse avait duré plus longtemps, il aurait été intéressant de travailler au développement de la procédure d'ajustement combiné des données de spectres, de composition et de direction d'arrivée des rayons cosmiques.

Conclusion

Commencer une histoire est difficile mais la conclure l'est tout autant sinon plus. C'est finalement en concluant qu'on est en mesure de se rendre compte de ce qui s'est passé et a été fait, et de ce qui aurait pu se passer et être fait, avec pour seul espoir d'avoir plus fait qu'à faire. Alors puisque cette histoire prend fin, je m'en voudrais de ne pas commencer par remercier ceux et celles sans qui elle n'aurait pas été possible. Merci à ceux qui m'auront permis d'une manière ou d'une autre de connaître l'expérience d'un doctorat, tant par les joies qu'il procure que par les périodes plus difficiles à surmonter. Merci à Isabelle, Olivier et Jonathan de m'avoir encadré, conseillé, aidé, soutenu, etc., durant ces trois dernières années. J'aurais beaucoup appris, grâce à vous, sur la physique des hautes énergies mais également sur le monde de la Recherche et sur le monde dans lequel on vit lors de discussions aux quatre coins de celui-ci.

En écrivant ces lignes, mes pensées ne peuvent se détourner de la personne qui m'a soutenu et partage mon quotidien depuis plusieurs années maintenant et sans qui, quitter la Bretagne aurait été plus ardu.

Enfin, merci à vous, qui avez réussi, après une lecture approfondie de cette thèse ou simplement après avoir tourné quelques dizaines de pages, êtes arrivés jusqu'ici.

Revenons-en à présent au sujet de cette thèse : l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Plus d'un siècle après leur découverte, et après la construction de dizaines d'expériences dédiées à la détection de ces particules chargées traversant des distances Galactiques ou extragalactiques pour arriver jusqu'à la Terre, l'origine de ces rayons demeure inconnue. Néanmoins ces expériences ont permis, brique après brique de construire la connaissance actuelle des rayons cosmiques, s'exprimant au travers notamment du spectre en énergie. Il y a plus de dix ans, la construction d'un nouvel observatoire a débuté dans la pampa Argentine. Afin de mesurer précisément l'énergie, les directions d'arrivée et la nature des rayons cosmiques, une surface de détection au sol, de 3000 km² a été déployée, permettant la détection des gerbes atmosphériques initiées dans l'atmosphère par l'arrivée des rayons cosmiques. L'Observatoire Pierre Auger est ainsi constitué afin d'échantillonner et reconstruire les profils latéral et longitudinal des gerbes. Nous avons ainsi pu détailler la procédure permettant aux télescopes à fluorescence répartis aux quatre coins de l'observatoire de reconstruire l'énergie et de déterminer la nature des rayons cosmiques, grâce à l'établissement des distributions en X_{\max} qui constituent actuellement l'observable de la composition la plus fiable.

En nous concentrant ensuite sur le réseau de surface et ses cuves à effets Čerenkov nous avons détaillé les algorithmes permettant d'extraire le signal d'intérêt qu'elles enregistrent. Ainsi une amélioration de l'estimation de la ligne de base et de la définition du signal au sein des traces des photomultiplicateurs des cuves ont été développées. Ces signaux et les fenêtres temporelles qui leur sont associées sont ensuite utilisés pour reconstruire les directions d'arrivée des rayons cosmiques. Avec l'étude des distributions des probabilités de χ^2 de cette reconstruction, l'estimation des temps de départ d'intégration du signal et de leurs incertitudes, calculées par la méthode *Time Variance Model*, nous avons pu optimiser la sélection du signal dans chaque cuve, et la sélection des cuves dans chaque événement. En parallèle une correction de la sous-estimation des incertitudes a été développée et a exposé les limites de la reconstruction géométrique actuellement considérée. Ces limites établies et comprises, nous avons développé une méthode permettant de déterminer la résolution angulaire de l'Observatoire Pierre Auger à partir de simulations de gerbes atmosphériques.

La deuxième étape du traitement des événements enregistrés a consisté en la reconstruction du profil latéral des gerbes atmosphériques. A partir de ce profil et du calcul de la valeur du signal à

mille mètres, dont la résolution a été discutée, nous avons vu comment il était possible de déterminer l'énergie du rayon cosmique initiant une gerbe atmosphérique. La prise en compte de l'atténuation dans l'atmosphère, due à l'inclinaison des gerbes, et des effets de résolution des détecteurs de l'observatoire, permet de reconstruire le spectre en énergie observé. Les résultats de l'ajustement d'un modèle sur ce spectre ont ensuite été présentés, permettant de déterminer l'énergie de la cheville à $E_{\text{ankle}} = 5.08 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.8(\text{syst})$ EeV et l'énergie de la coupure du spectre $E_{\text{cut-off}} = 39 \pm 2(\text{stat}) \pm 8(\text{syst})$ EeV. La comparaison du spectre obtenu avec celui de l'expérience, concurrente et complémentaire, *Telescope Array* montre que les résultats sont compatibles à basse énergie et différent significativement aux plus hautes énergies. L'une des pistes avancées pour la compréhension de ces différences réside dans un ajustement combiné des données de spectre et de composition ; les deux derniers chapitres sont consacrés à cet ajustement.

Dans un premier temps, nous avons pu détailler la procédure permettant l'ajustement combiné des données de spectre et de composition et tester les programmes écrits sur les données des résultats publiés, permettant ainsi de valider nos résultats futurs. L'utilisation des dernières données présentées par la collaboration Pierre Auger lors de la conférence internationale ICRC 2017 montre un ajustement différent des résultats publiés. Ces différences peuvent être comblées par la considération de la surdensité locale de galaxies autour de la Voie Lactée. En effet, grâce à une étude portant sur la détermination du caractère limité en flux d'un catalogue de galaxies à flambée d'étoiles, utilisé dans des études d'anisotropies à des échelles angulaires intermédiaires, nous avons montré la nécessité de corriger la distribution des sources, supposée homogène jusqu'alors, par la prise en compte de la surdensité locale. Enfin dans une dernière partie, nous avons ajouté dans la procédure d'ajustement, le spectre en énergies des protons pour des énergies inférieures à $10^{18.7}$ eV. L'ajustement du spectre total et des distributions en X_{max} pour des énergies $E > 10^{18.7}$ eV, combiné à l'ajustement du spectre des protons aux basses énergies, n'a été possible qu'en introduisant un indice spectral aux sources différent pour les protons. Cette étude n'est cependant qu'une étape et ouvre la voie à de nombreuses optimisations. Ainsi l'estimation des contreparties en neutrinos et photons de la composante injectée de protons peut, par exemple permettre d'ajouter des contraintes sur les modèles d'accélération et/ou de propagation utilisés pour l'ajustement combiné. La finalité de cette étude réside dans le développement d'une méthode permettant d'ajuster un modèle sur les trois observables accessibles par l'Observatoire Pierre Auger : les distributions en X_{max} , le spectre en énergie et les directions d'arrivée des rayons cosmiques.

Si l'on devait résumer ce travail en trois points, on pourrait alors écrire :

- Détermination de la résolution angulaire de l'Observatoire Pierre Auger, au travers d'une étude sur la reconstruction géométrique des directions d'arrivée ayant montré les limites de cette dernière et les optimisations apportées pour les contourner.
- Mise en évidence de la nécessité de tenir compte du fait que la Voie Lactée appartient à un amas de galaxies, lui-même appartenant au superamas de la Vierge, grâce à une étude pour établir le caractère limité en flux de catalogues de galaxies à flambée d'étoiles.
- Optimisation de la procédure d'ajustement combiné des données de spectre et de composition de l'Observatoire Pierre Auger, afin d'extraire la composante extragalactique de protons dont la détermination peut mener à l'établissement de contraintes sur les modèles de sources à considérer.

Dans l'espoir d'avoir la chance d'écrire une suite, je conclurai par ces simples mots : *A bientôt!*

Matériel supplémentaire du chapitre 5

A.1 Légende des différentes figures

Cette annexe regroupe l'ensemble des figures relatives à l'ajustement combiné des données de spectre et de composition, développé dans le chapitre 5 et testant les modèles de composition pure, à deux, trois ou quatre masses. En ce qui concerne les résultats des compositions pures, pour chaque masse testée, sont présentés le balayage des couples (R_{cut}, γ) , en haut, à gauche et le spectre observé des rayons cosmiques primaires en haut à droite et les résultats de l'ajustement sur les distributions en X_{max} . Pour les modèles de composition à deux, trois ou quatre masses, le spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, aux sources est ajouté au centre.

Afin de ne pas écrire les légendes pour chaque figure, celles-ci sont explicitées dans les prochaines lignes.

A.1.1 Balayage des couples (R_{cut}, γ)

Résultat du balayage des paires (R_{cut}, γ) pour les données publiées lors de l'ICRC 2017. Les couleurs représentent les valeurs de la racine carrée $\sqrt{D - D_{\text{min}}}$, où D_{min} est la déviance minimale (équation 5.15) obtenue pour des valeurs de R_{cut} et γ indiquées par les lignes continues noires.

A.1.2 Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, aux sources

Spectre en énergie injecté aux sources, avec les résultats de l'ajustement des données de l'ICRC 2017. La forme du spectre est définie par l'équation 5.8. Les spectres injectés pour des noyaux d'hydrogène, d'hélium, d'azote, de silicium et de fer sont respectivement représentés en rouge, gris, vert, cyan et bleu.

A.1.3 Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, observé

Spectre en énergie, observé sur Terre, des rayons cosmiques primaires. Les points noirs représentent les spectres reconstruits à partir des données de l'ICRC 2017. Les spectres des rayons cosmiques primaires sont illustrés en rouge pour les protons, en gris pour les noyaux d'hélium, en vert pour les noyaux d'azote, en cyan pour les noyaux de silicium et en bleu pour les noyaux de fer.

A.1.4 Distribution des observables en X_{max} ajustées

Distributions en X_{max} reconstruites à partir des données de l'ICRC 2017 et représentées par les points noirs pour chaque intervalle en énergie participant à l'ajustement combiné. Les courbes colorées représentent les distributions attendues pour des rayons cosmiques secondaires dont la masse est $A = 1$ (rouge), $2 \leq A \leq 4$ (gris), $5 \leq A \leq 22$ (vert), $23 \leq A \leq 38$ (cyan), $39 \leq A \leq 56$ (bleu), tandis que la somme de ces distributions est présentée en marron. Les valeurs D/N correspondent à la déviance calculée dans chacun des intervalles en énergie et le nombre de degrés de liberté associé.

A.2 Résultats des différents modèles de composition injectée

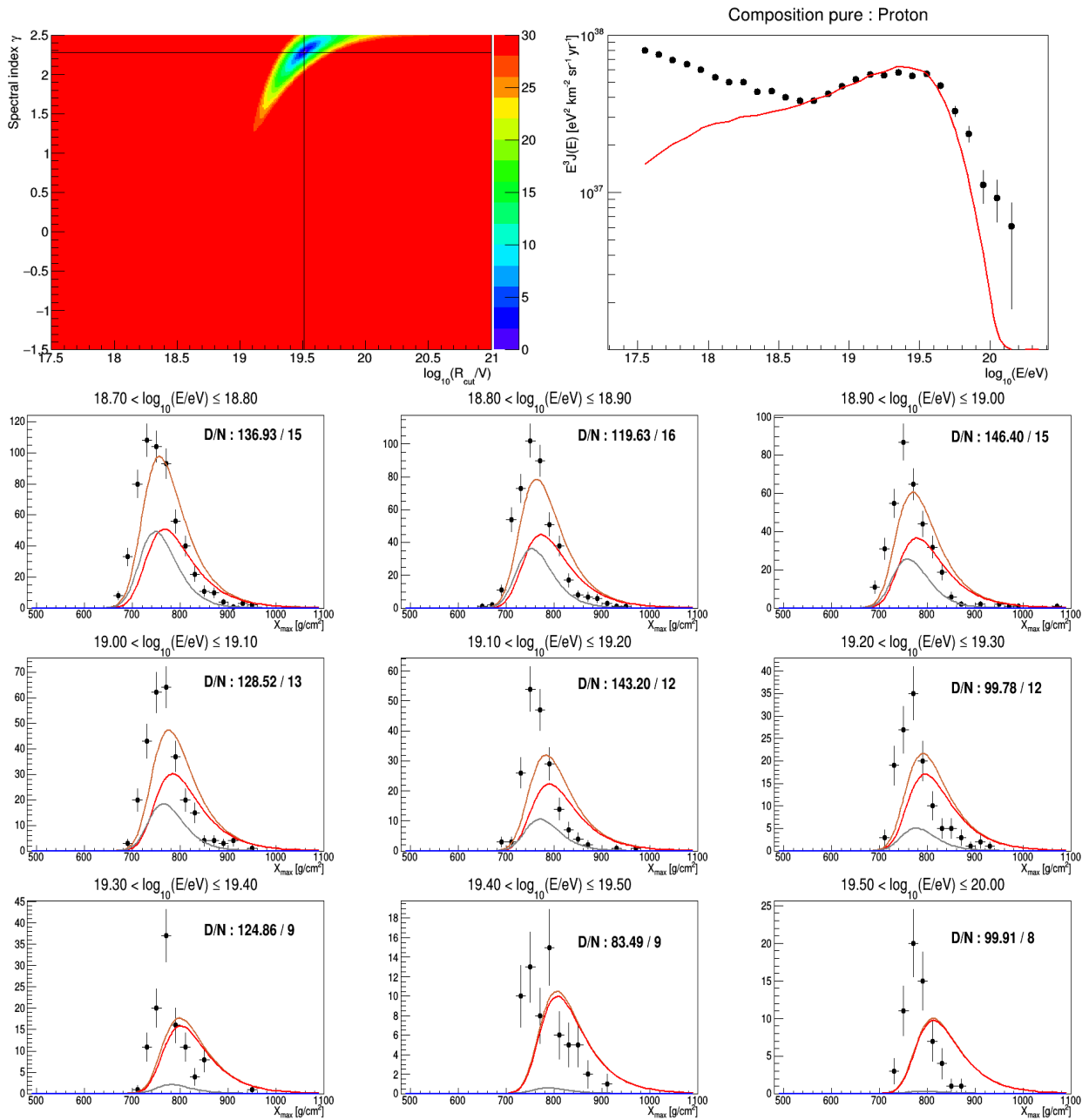


Figure A.1 – Composition pure : Proton

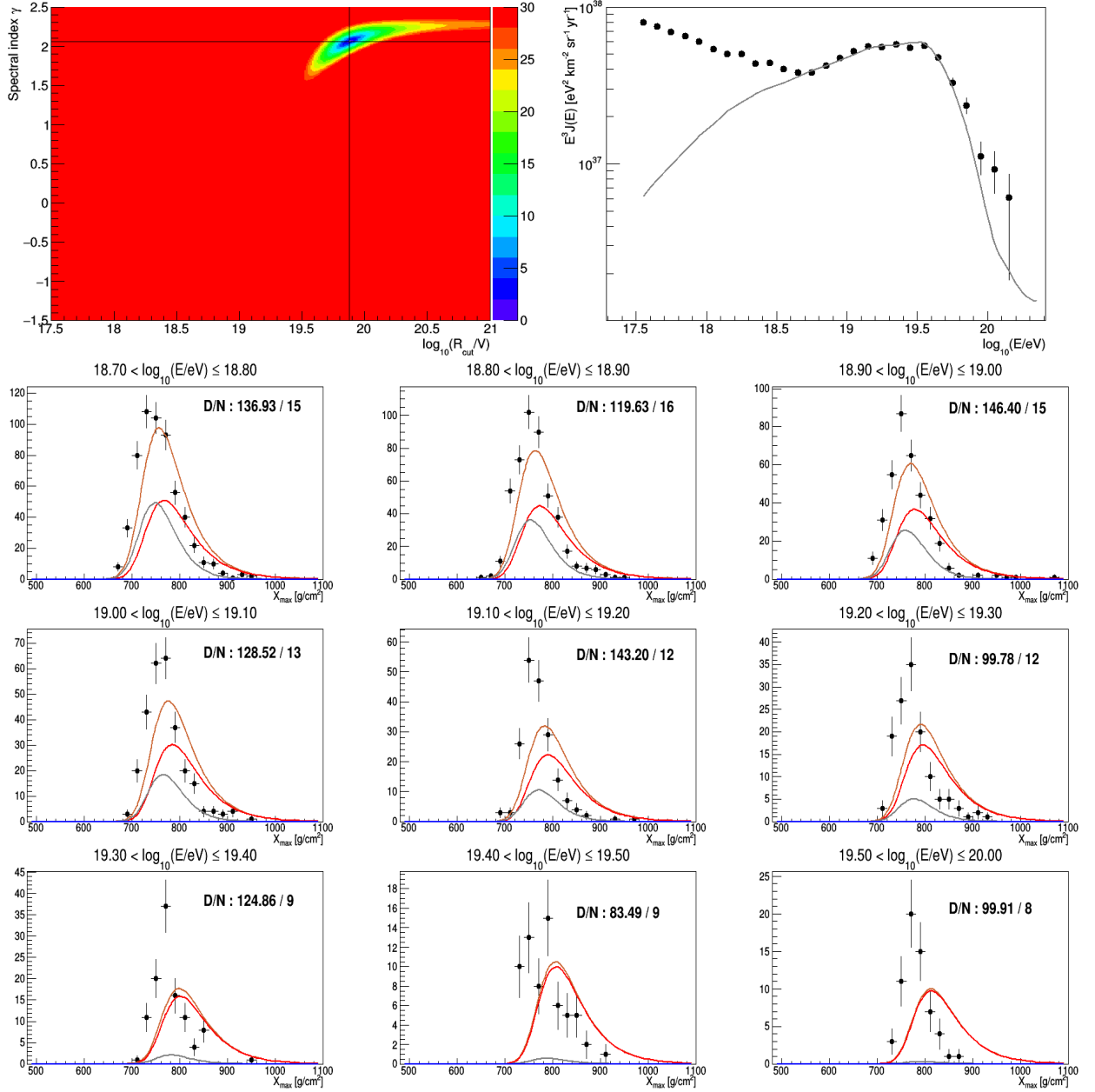


Figure A.2 – Composition pure : Hélium

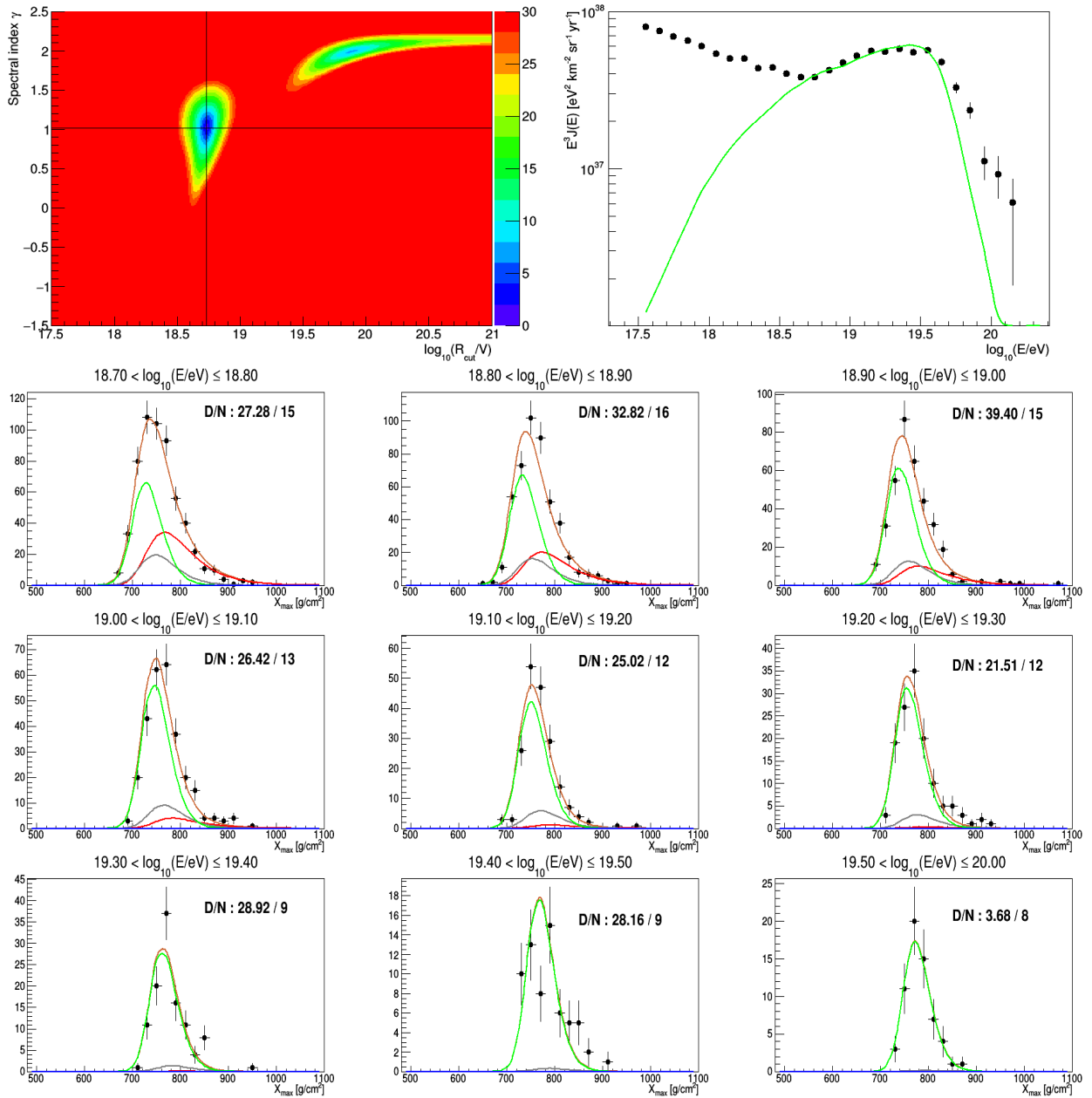


Figure A.3 – Composition pure : Azote

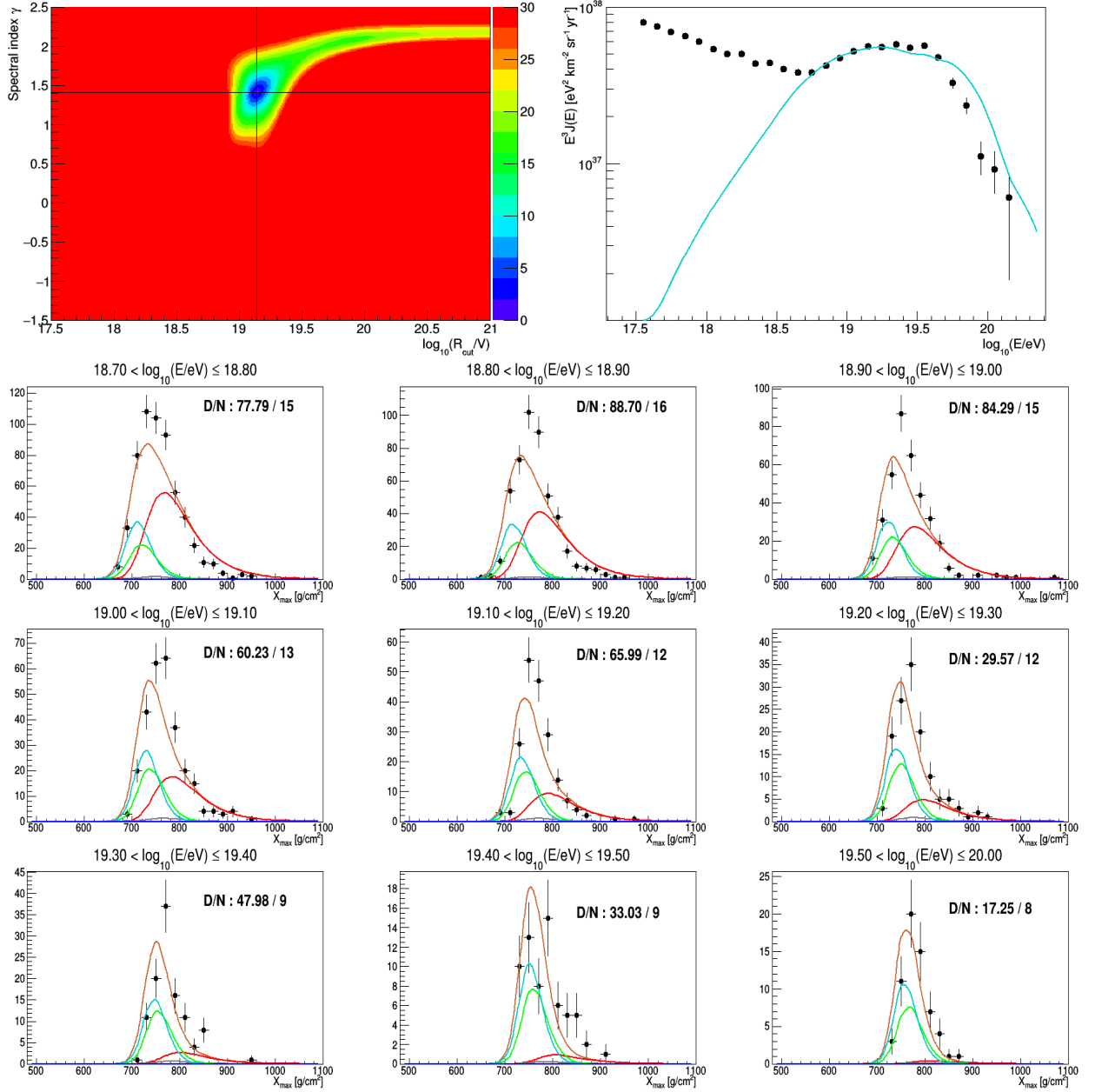


Figure A.4 – Composition pure : Silicium

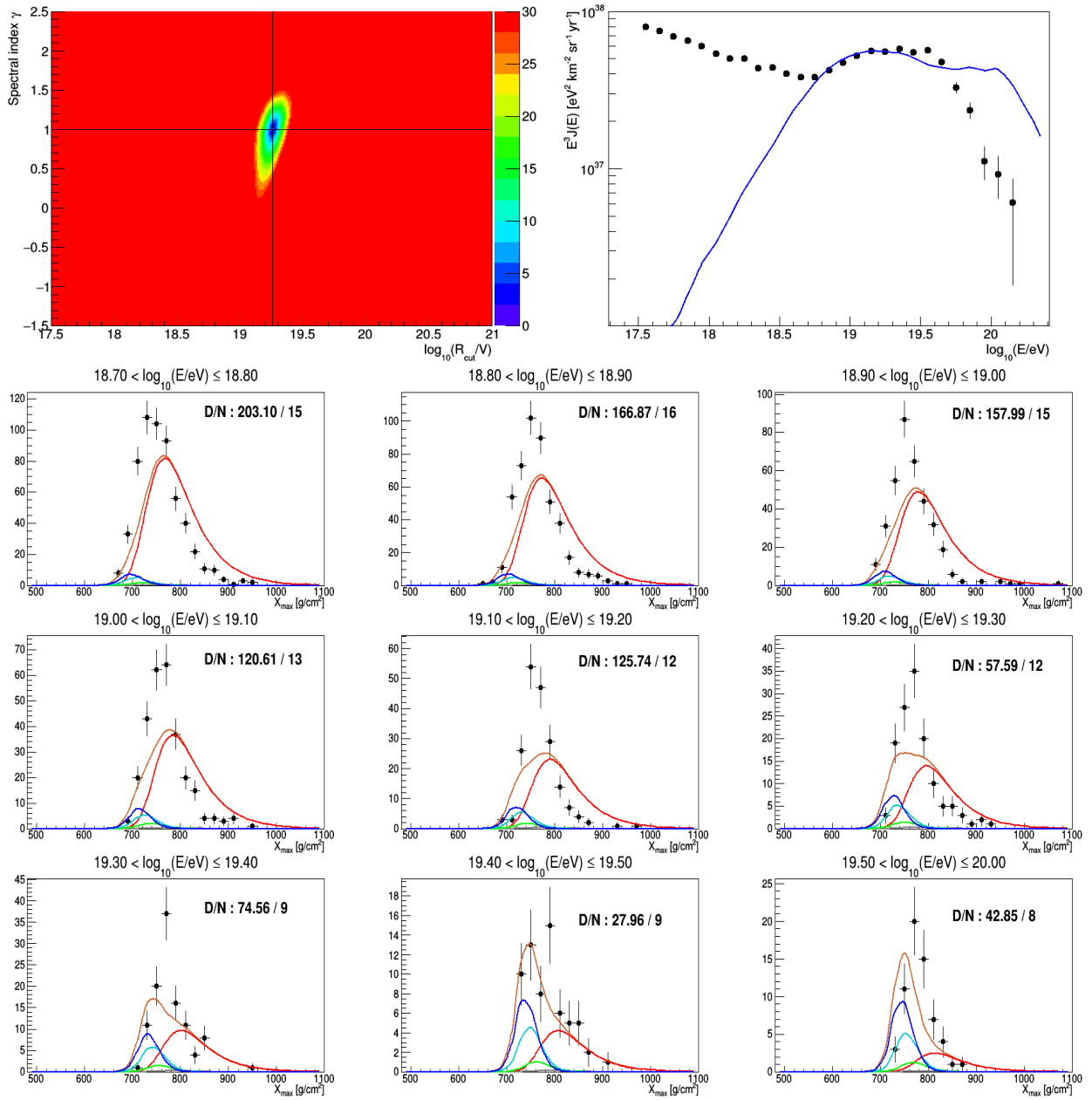


Figure A.5 – Composition pure : Fer

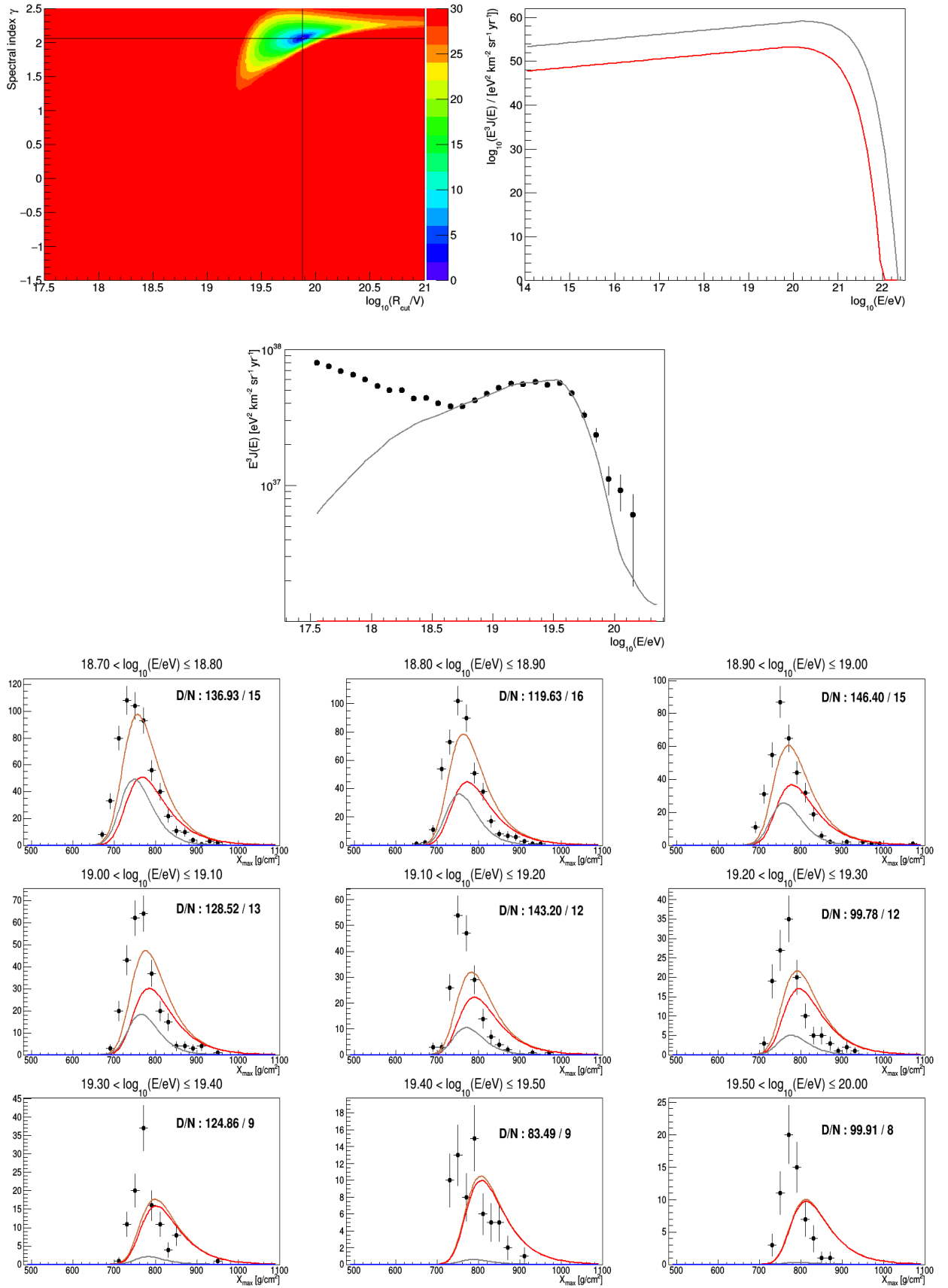


Figure A.6 – Composition à deux masses : Proton / Hélium

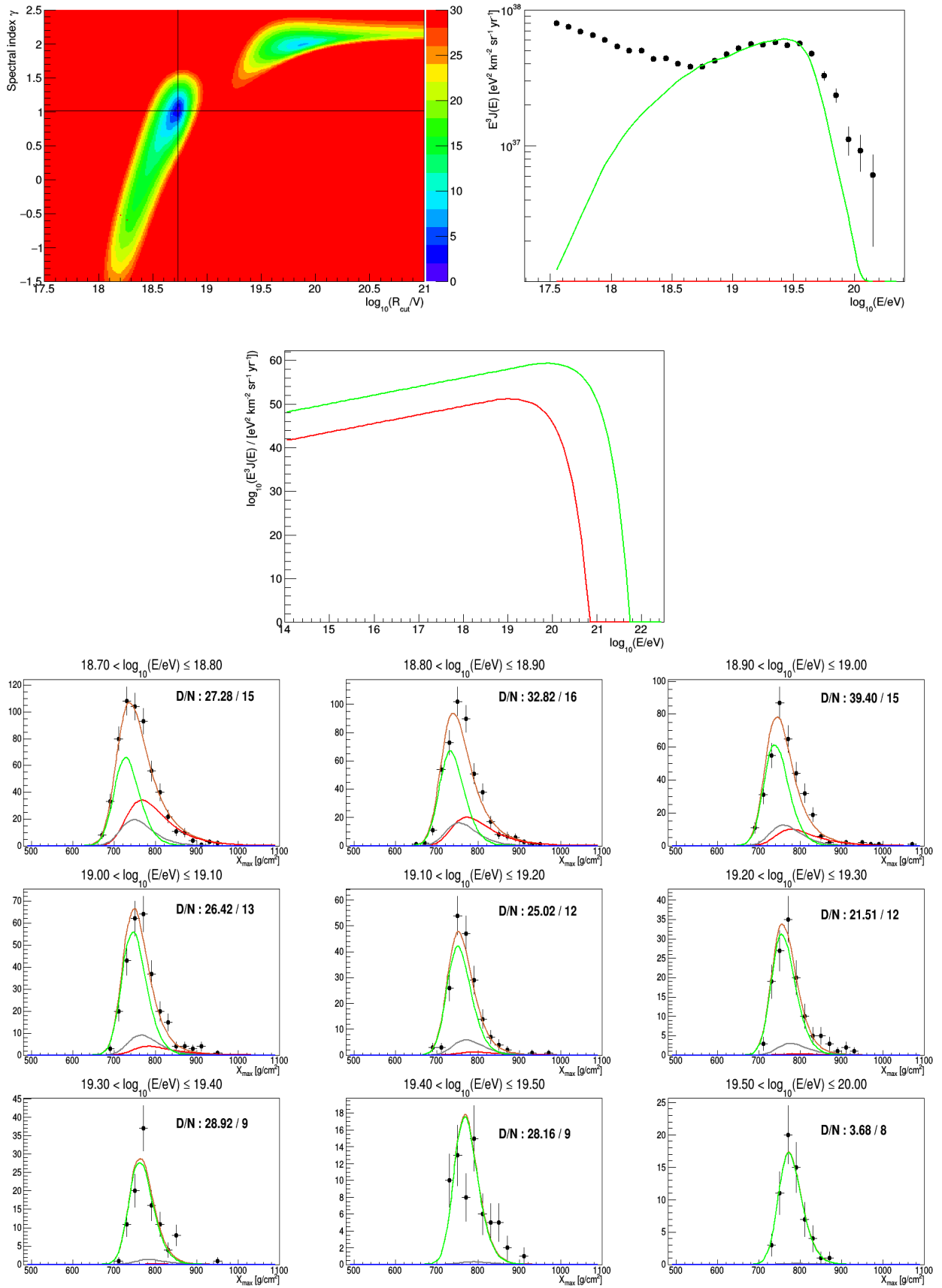


Figure A.7 – Composition à deux masses : Proton / Azote

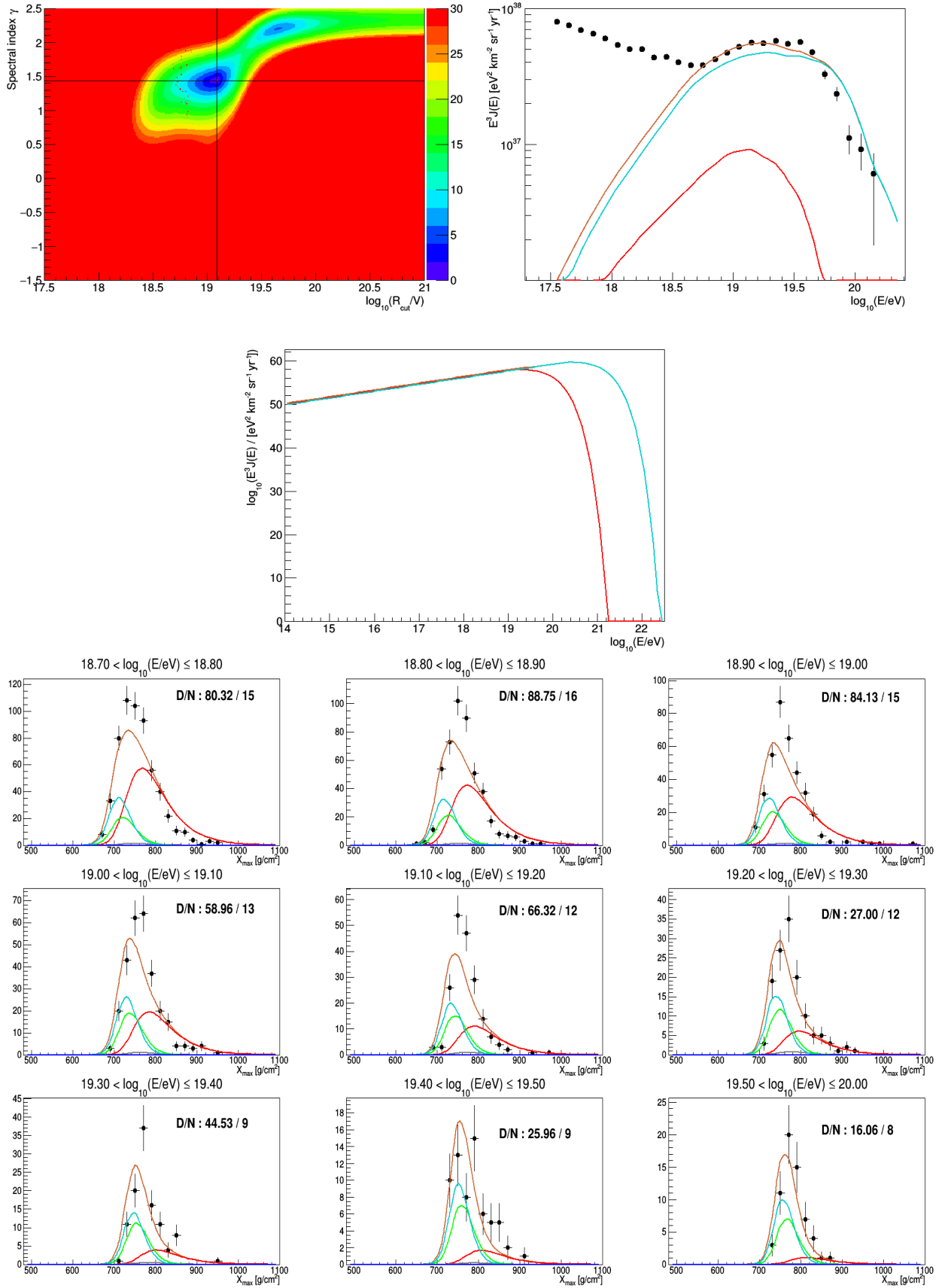
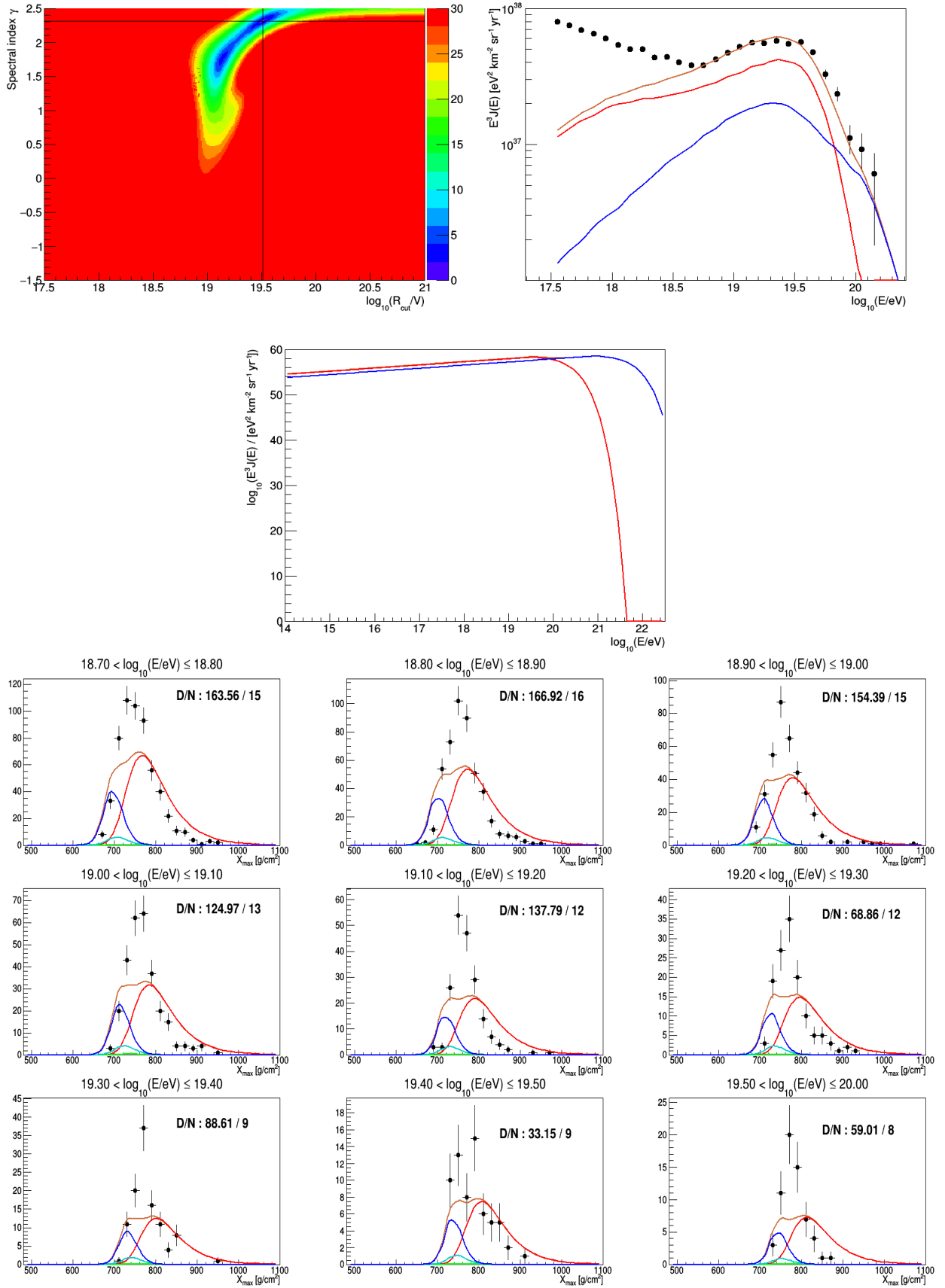


Figure A.8 – Composition à deux masses : Proton / Silicium



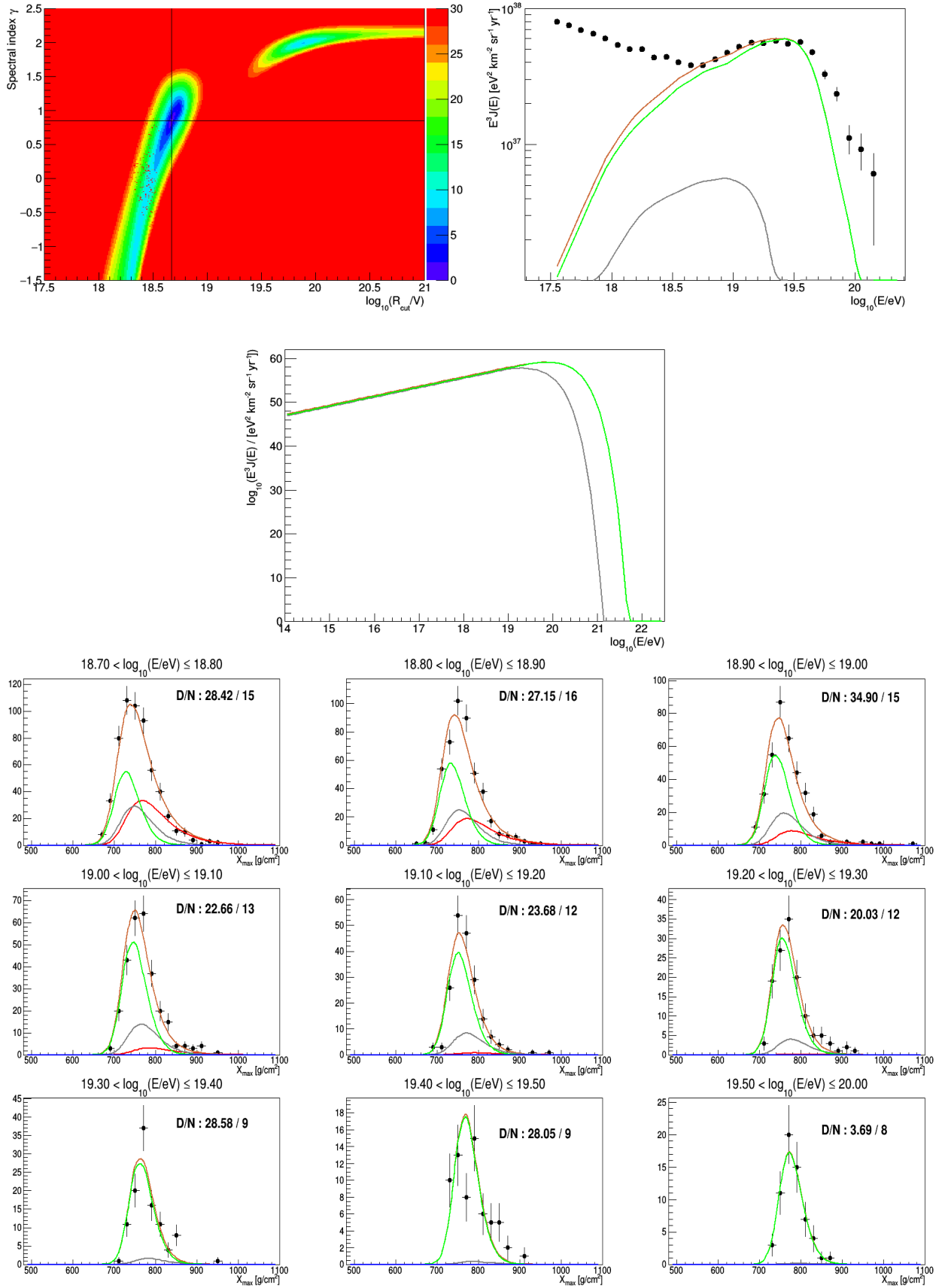


Figure A.10 – Composition à deux masses : Hélium / Azote

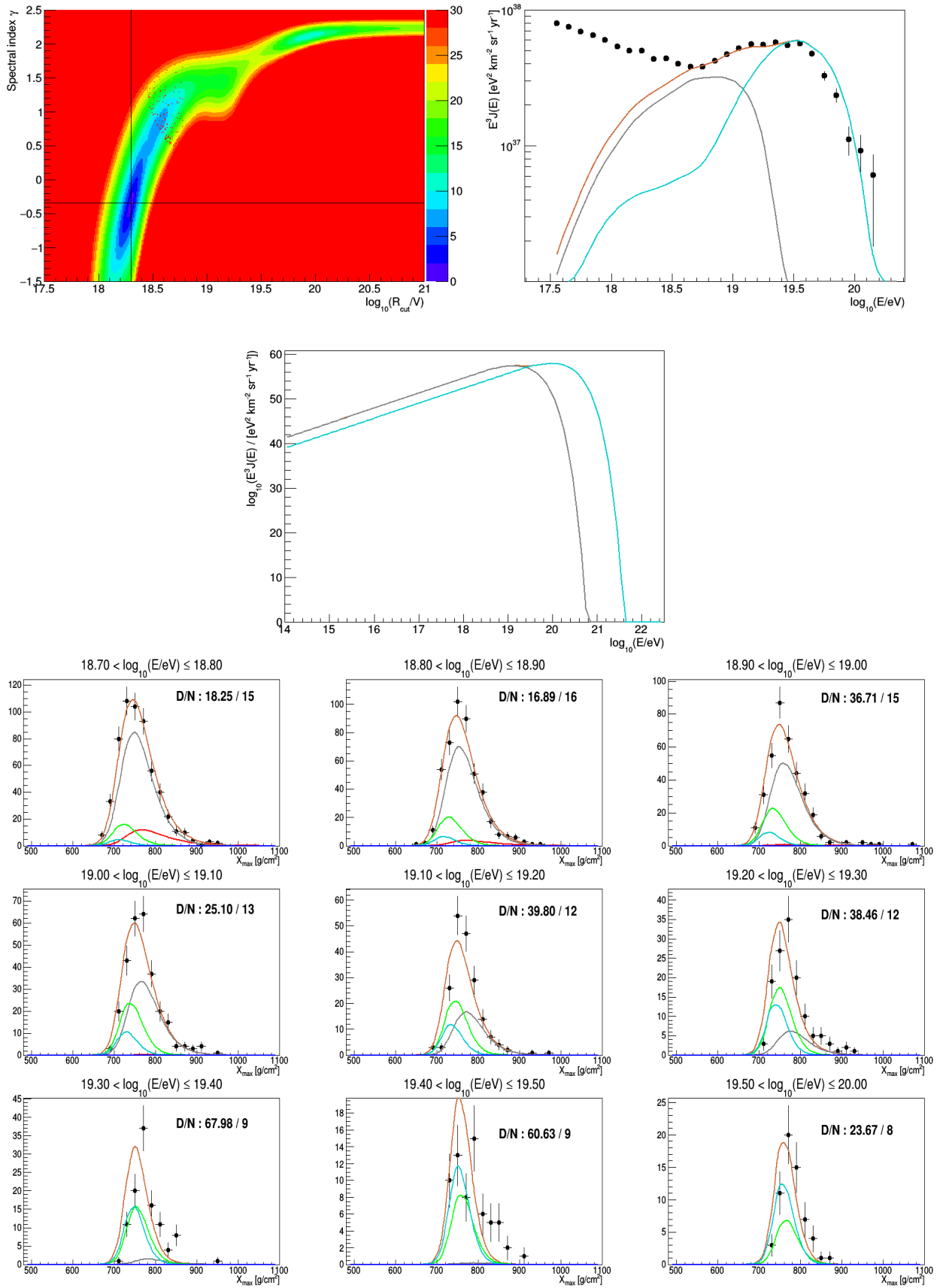


Figure A.11 – Composition à deux masses : Hélium / Silicium

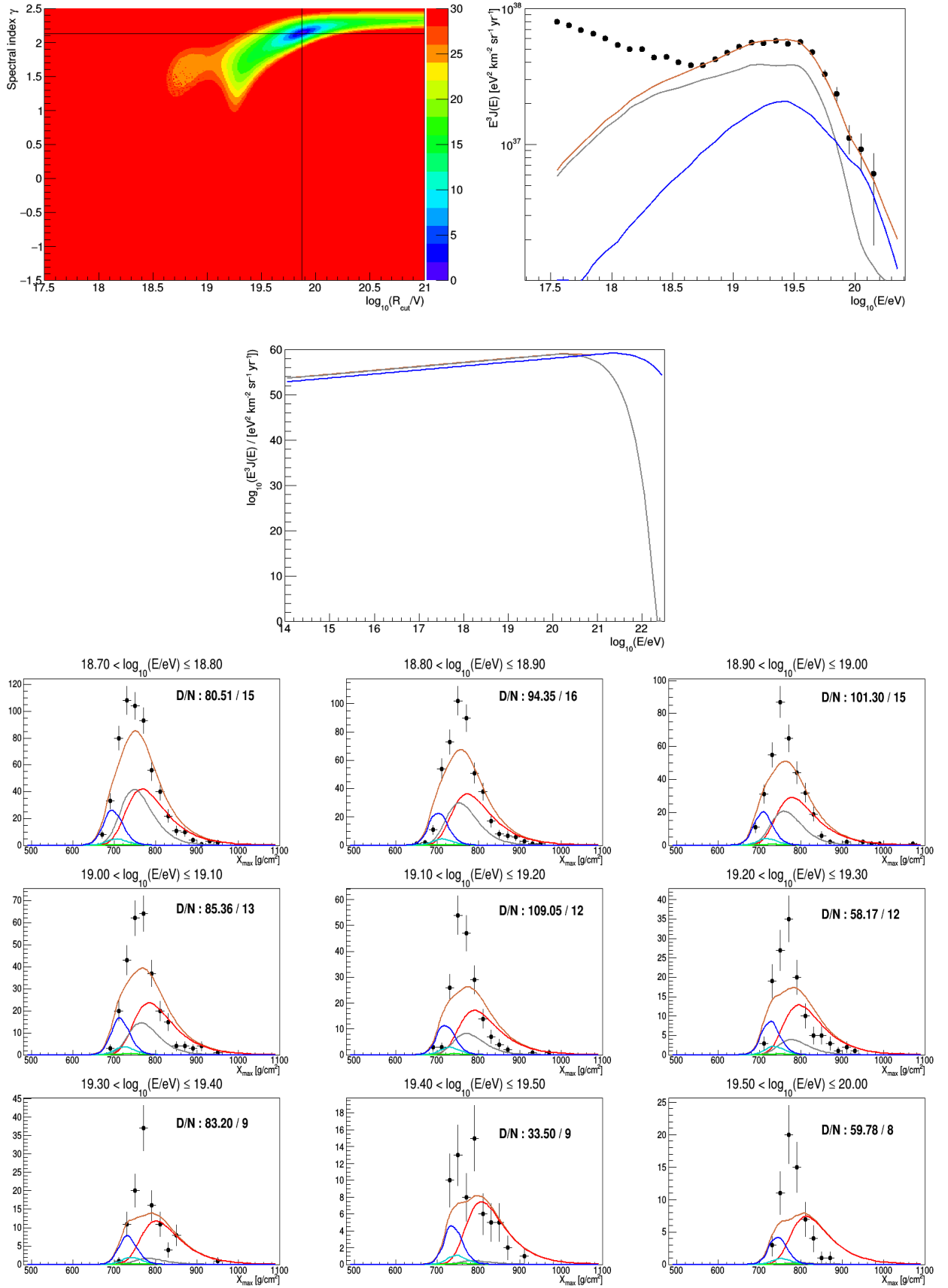


Figure A.12 – Composition à deux masses : Hélium / Fer

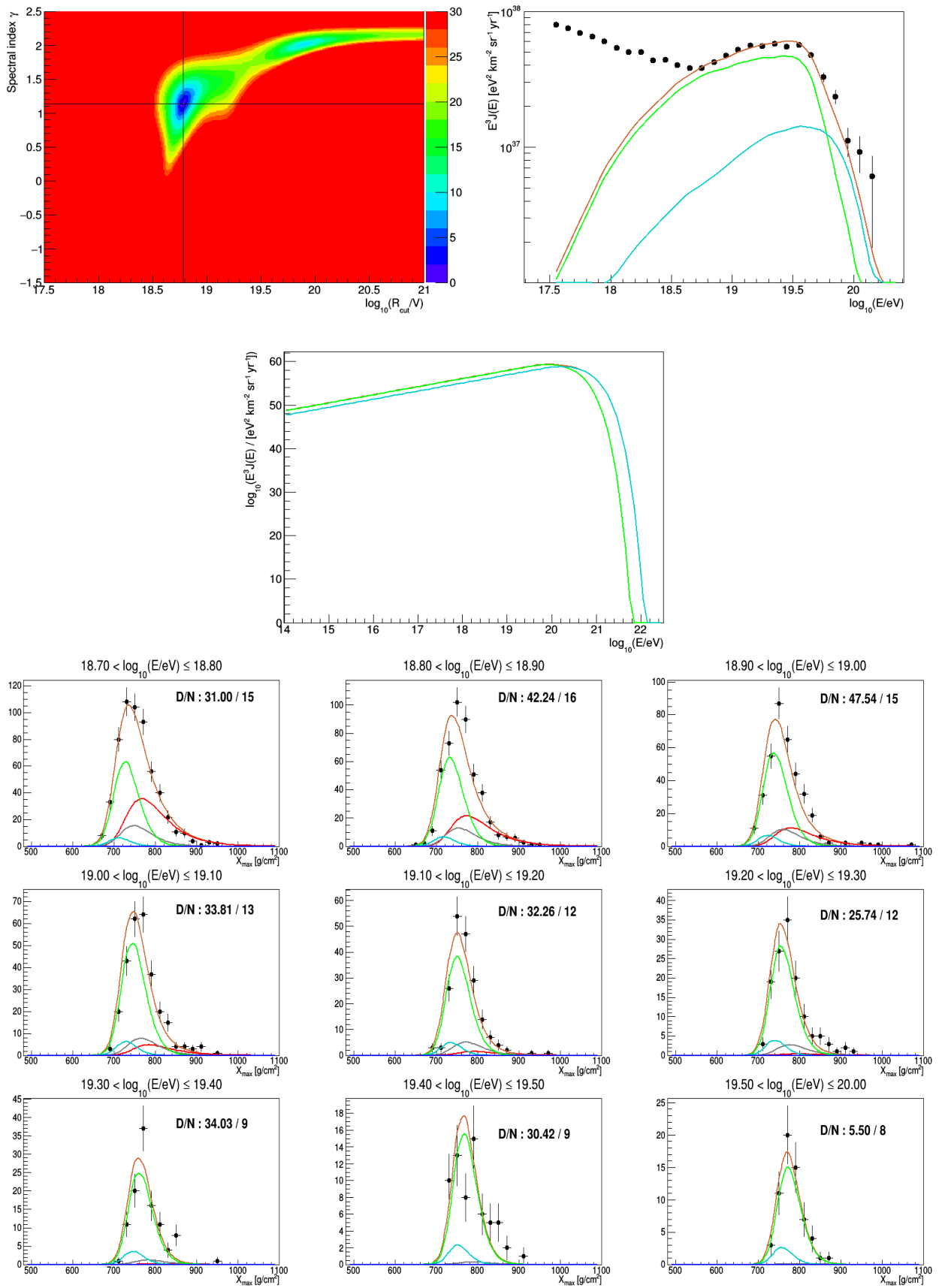


Figure A.13 – Composition à deux masses : Azote / Silicium

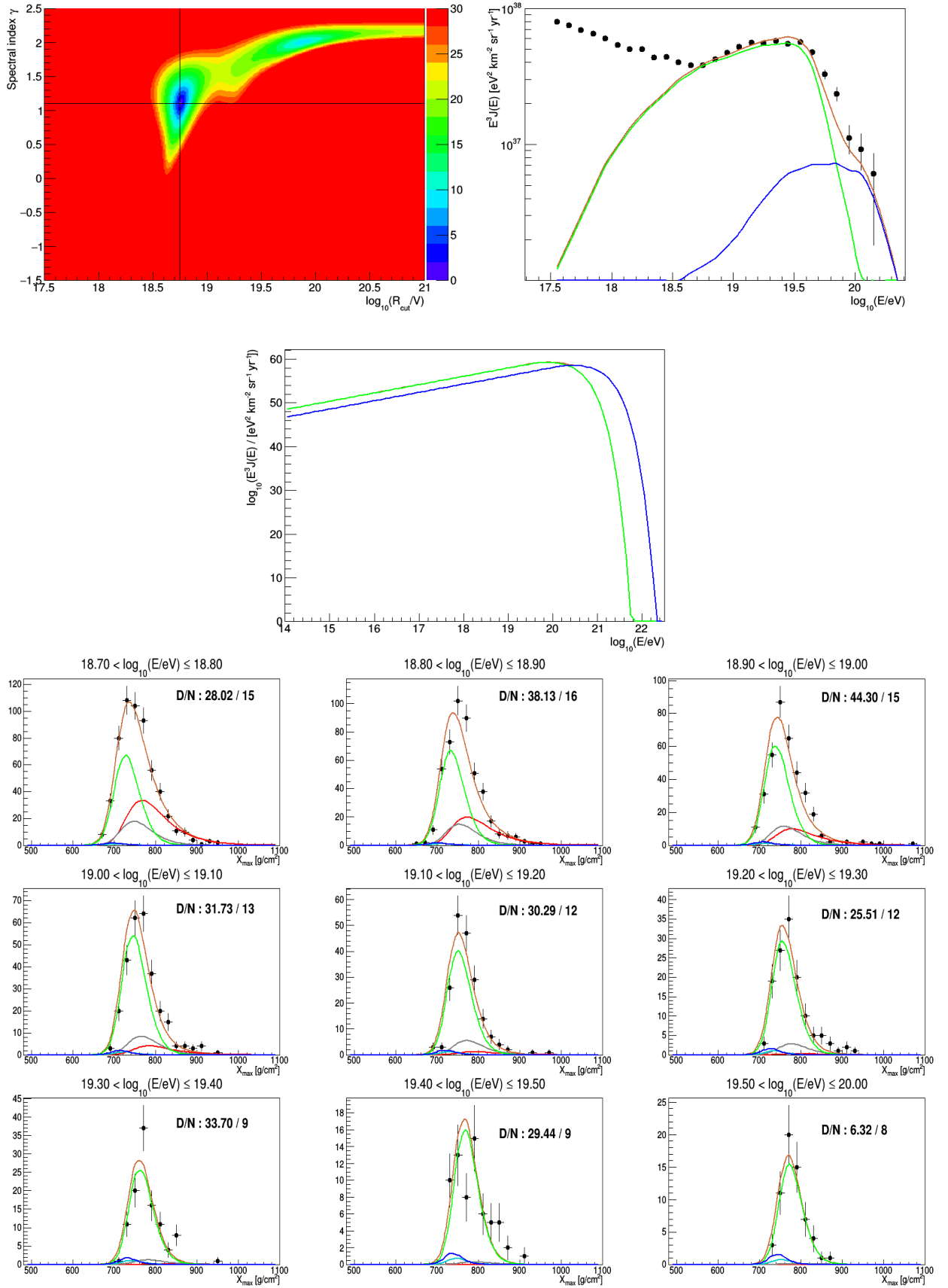
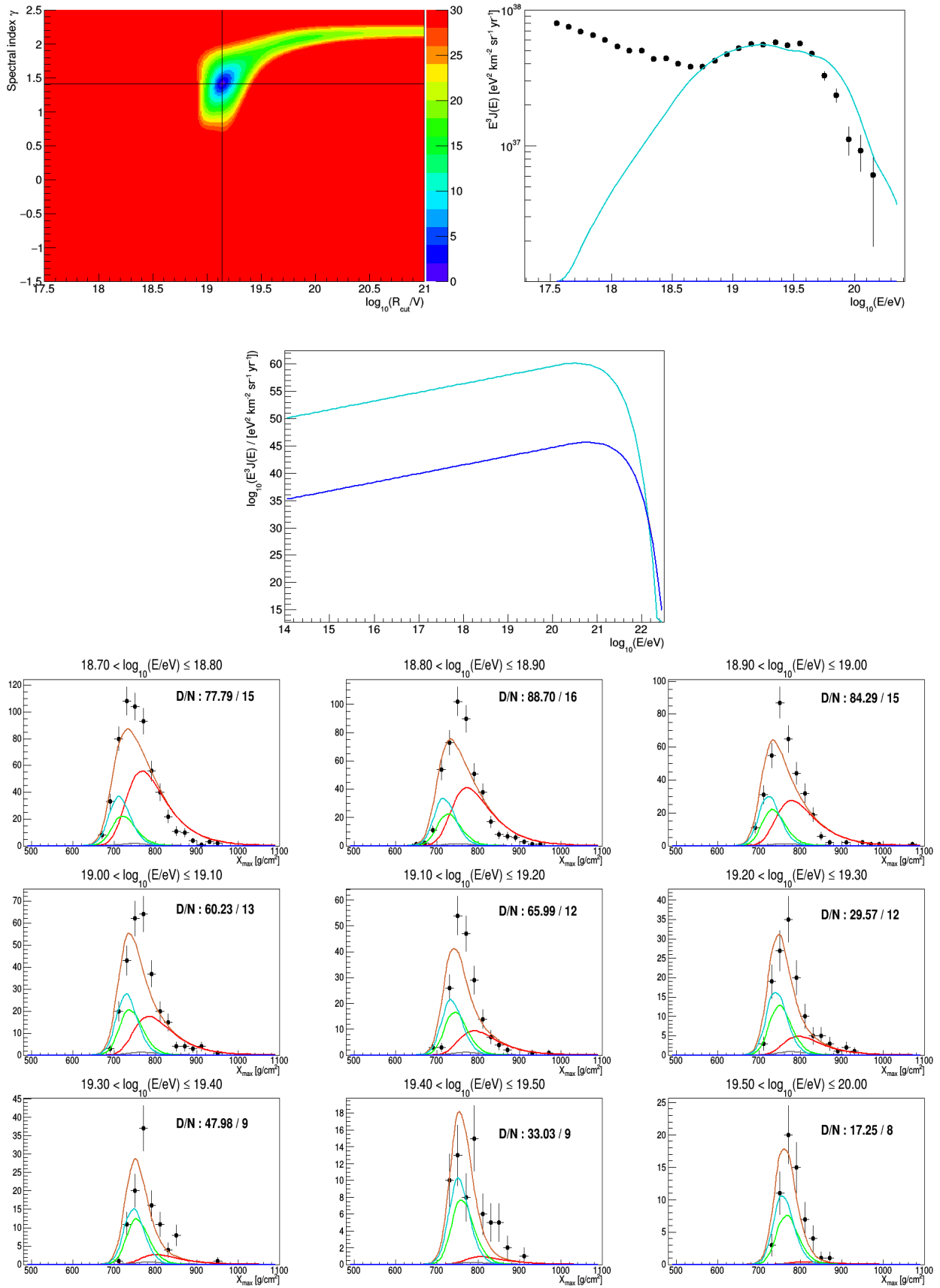


Figure A.14 – Composition à deux masses : Azote / Fer



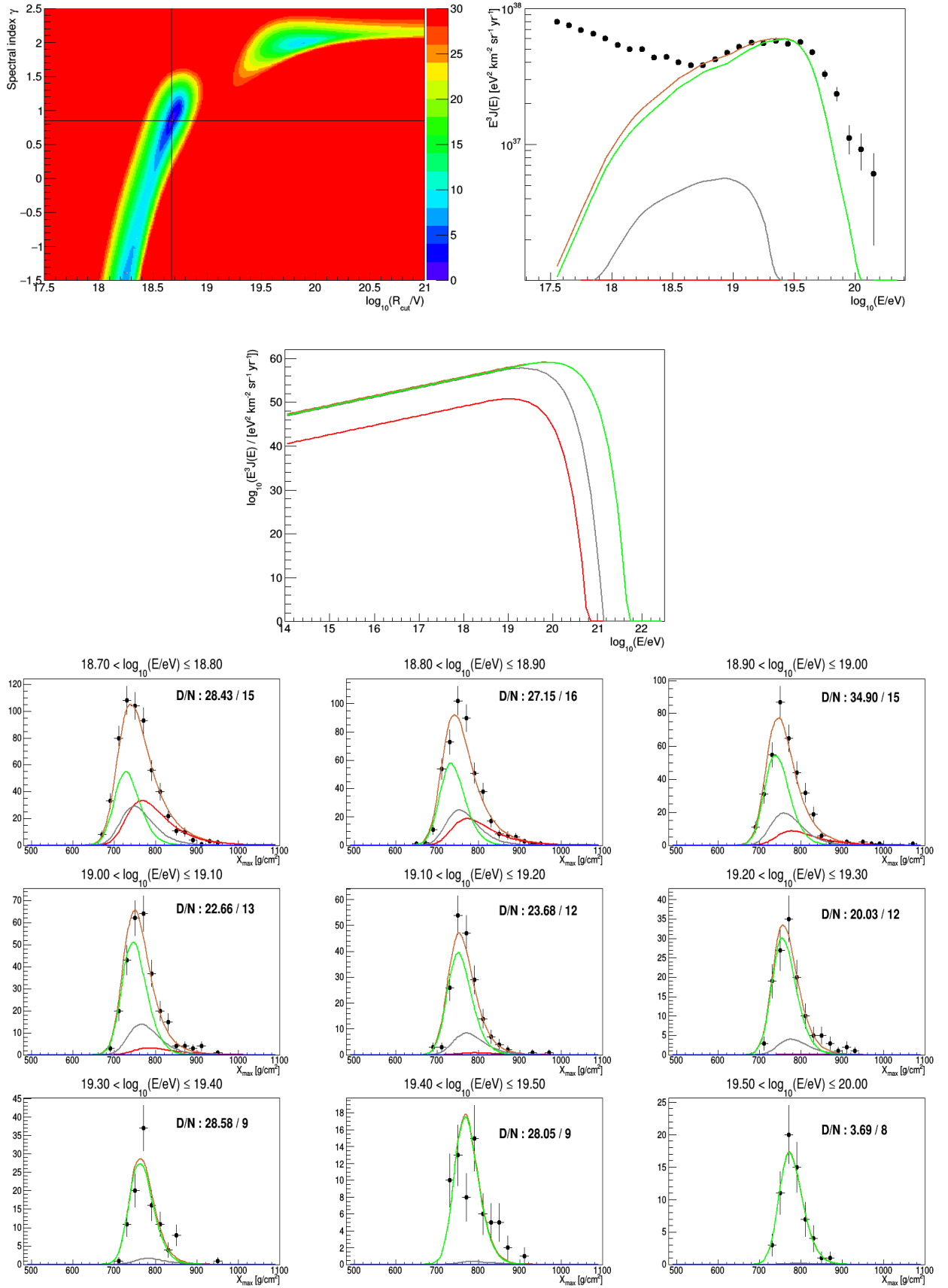


Figure A.16 – Composition à trois masses : Proton / Hélium / Azote

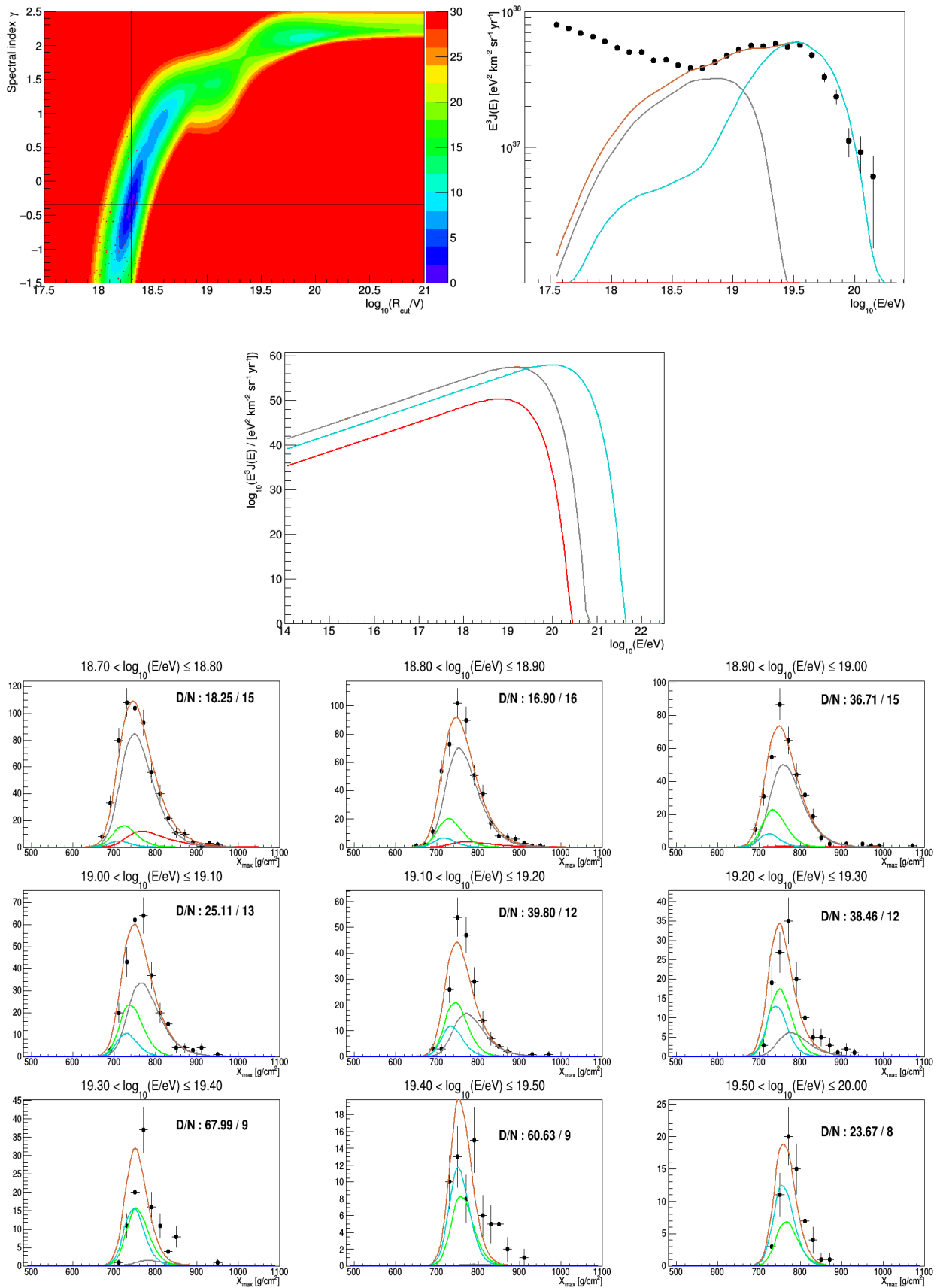


Figure A.17 – Composition à trois masses : Proton / Hélium / Silicium

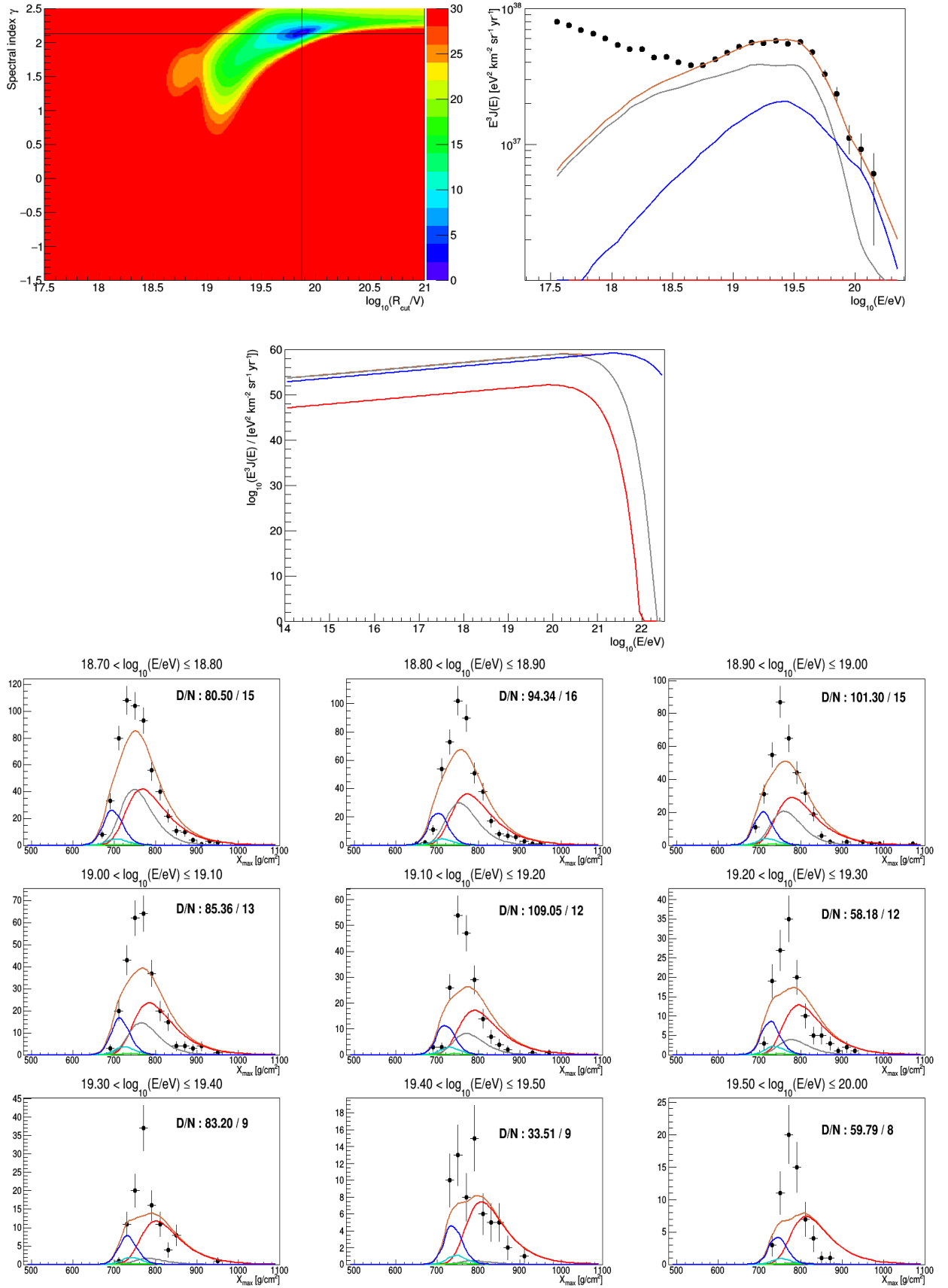
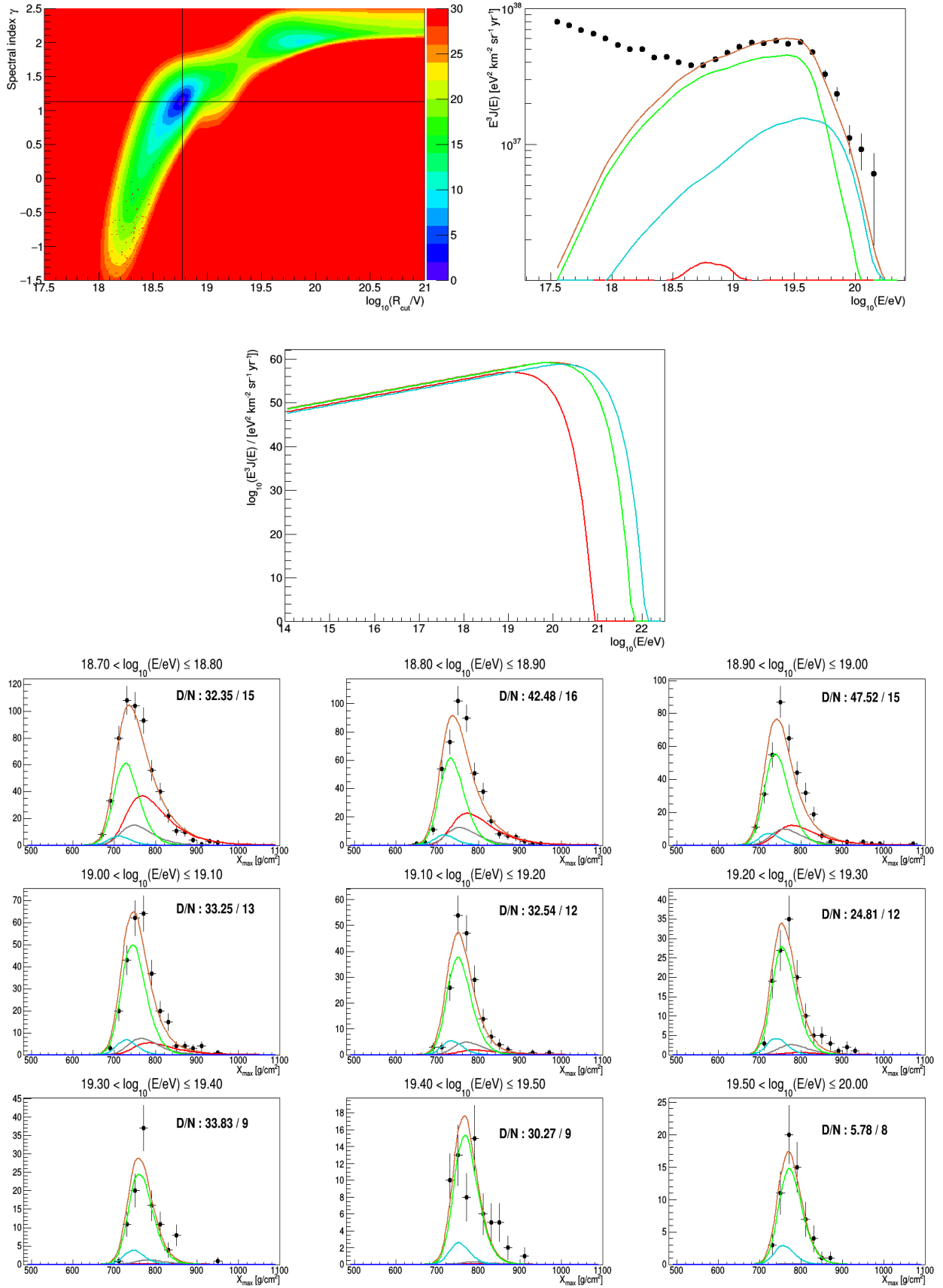
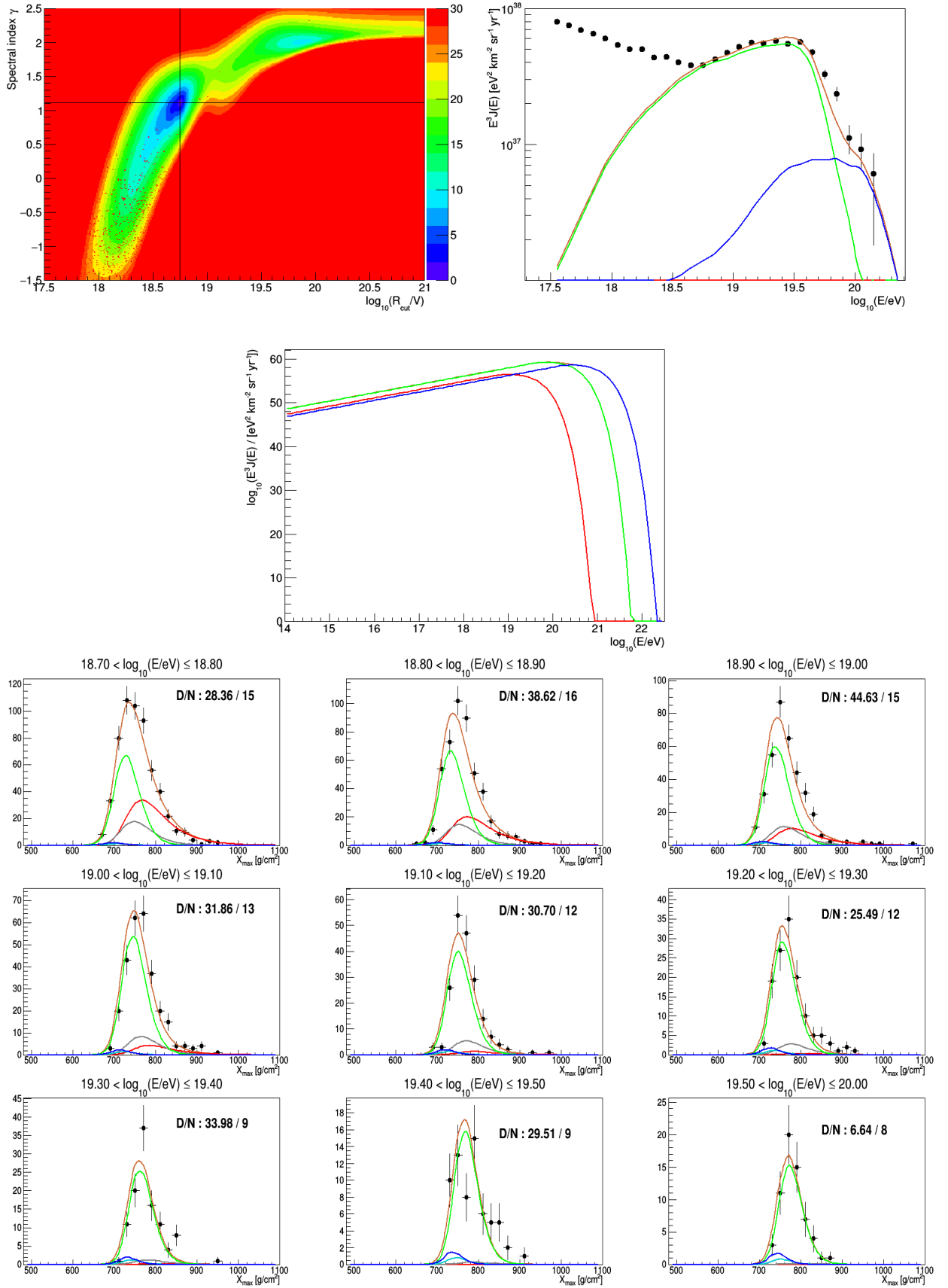
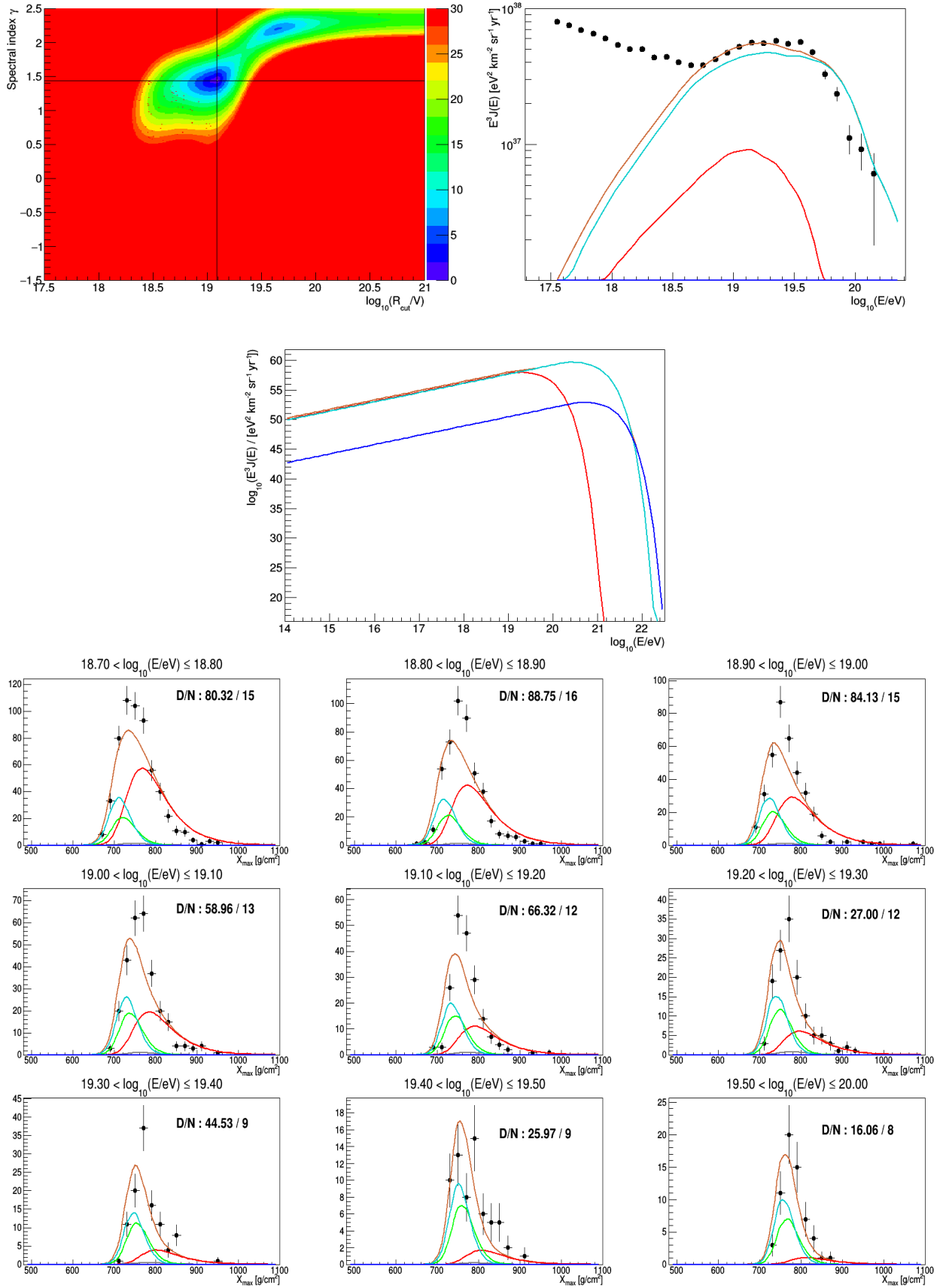


Figure A.18 – Composition à trois masses : Proton / Hélium / Fer







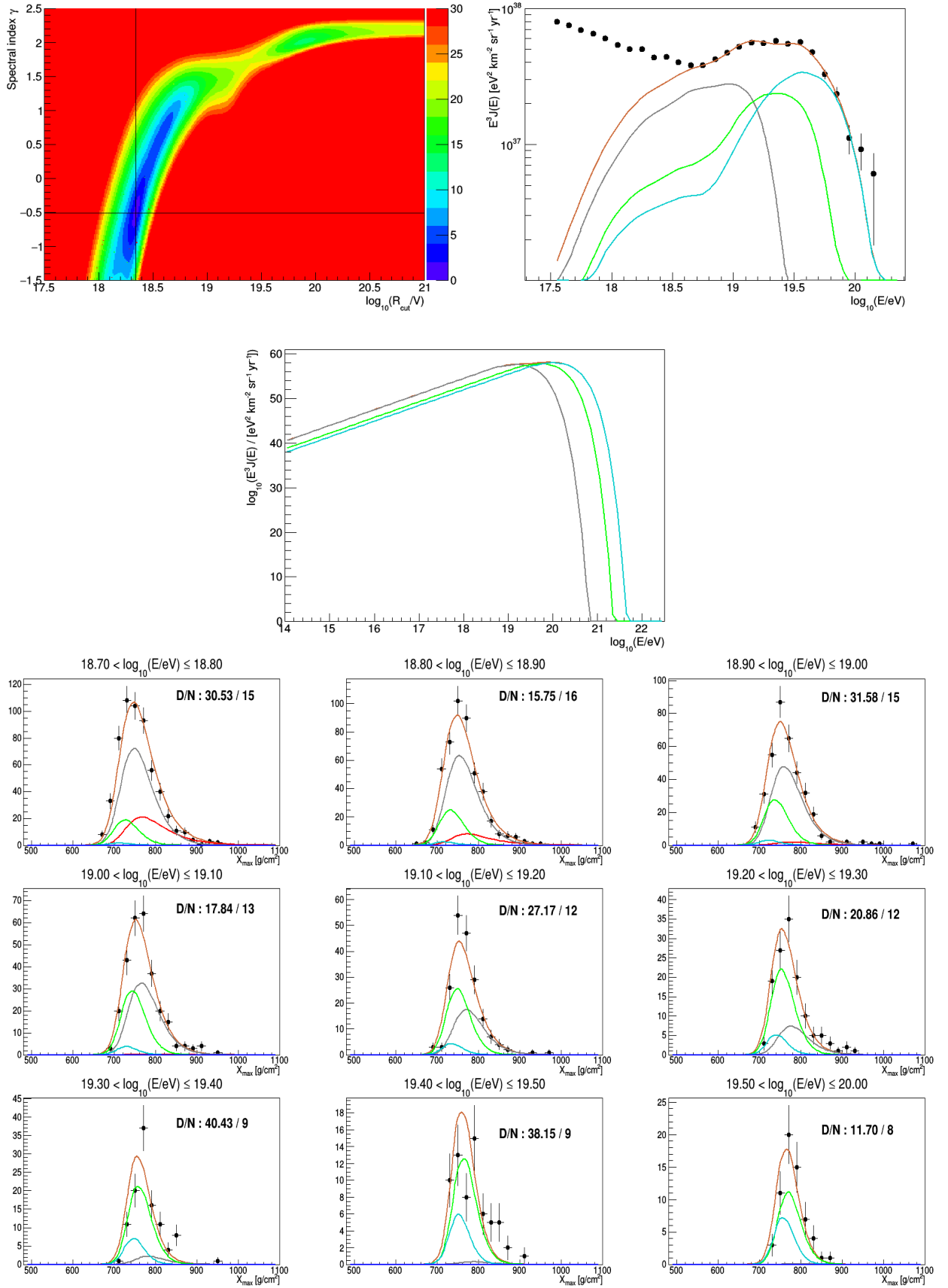
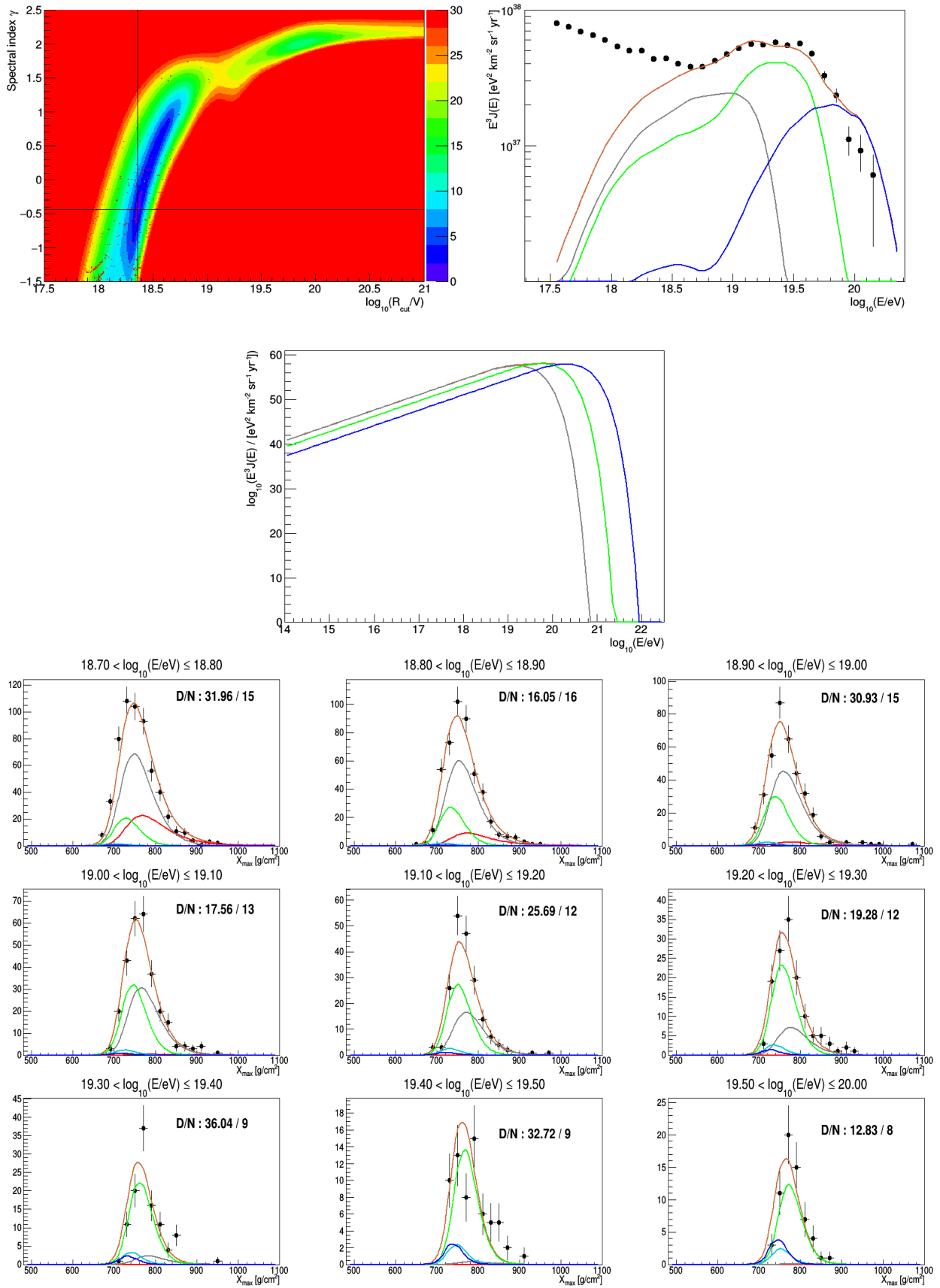


Figure A.22 – Composition à trois masses : Hélium / Azote / Silicium



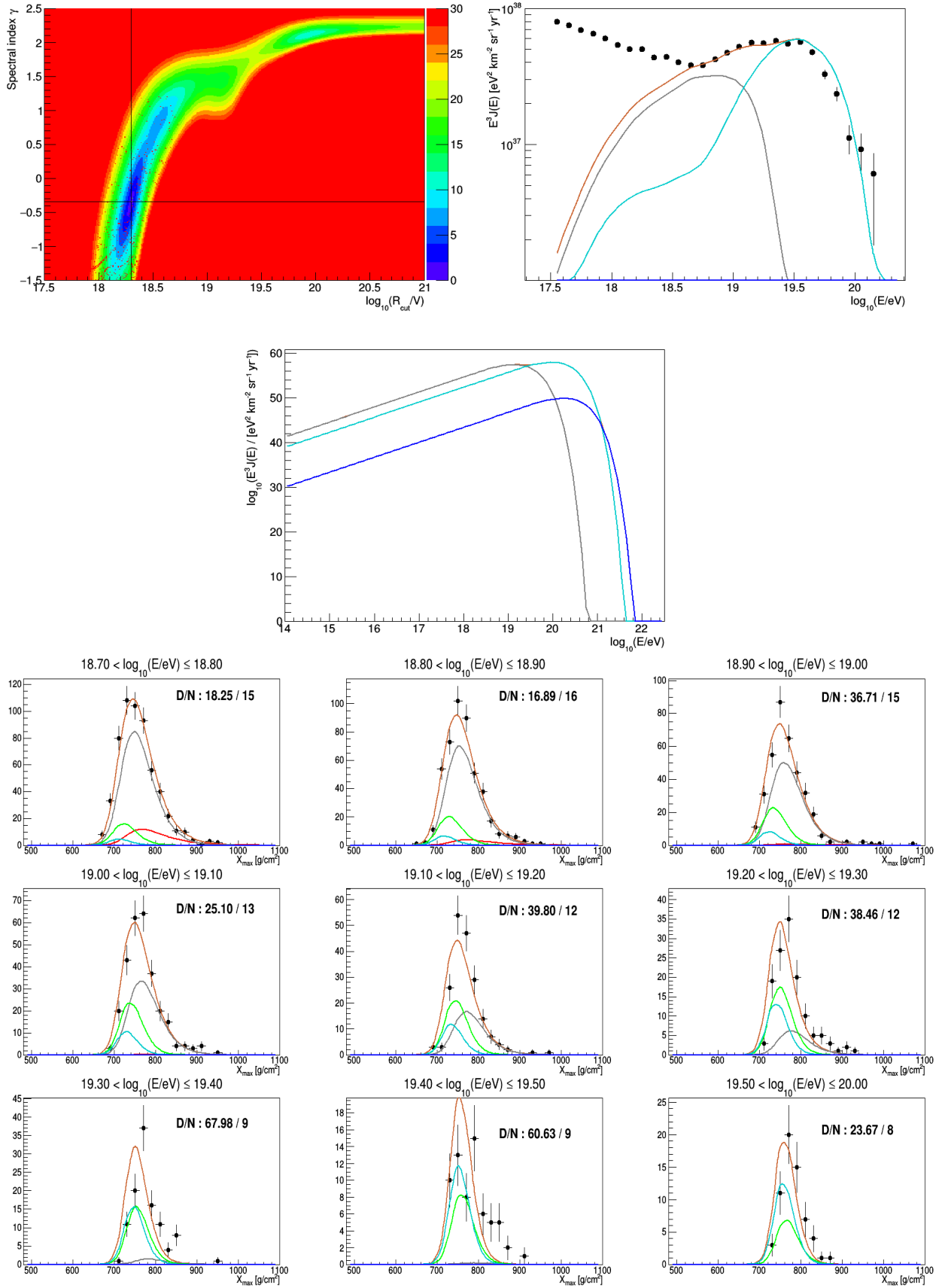


Figure A.24 – Composition à trois masses : Hélium / Silicium / Fer

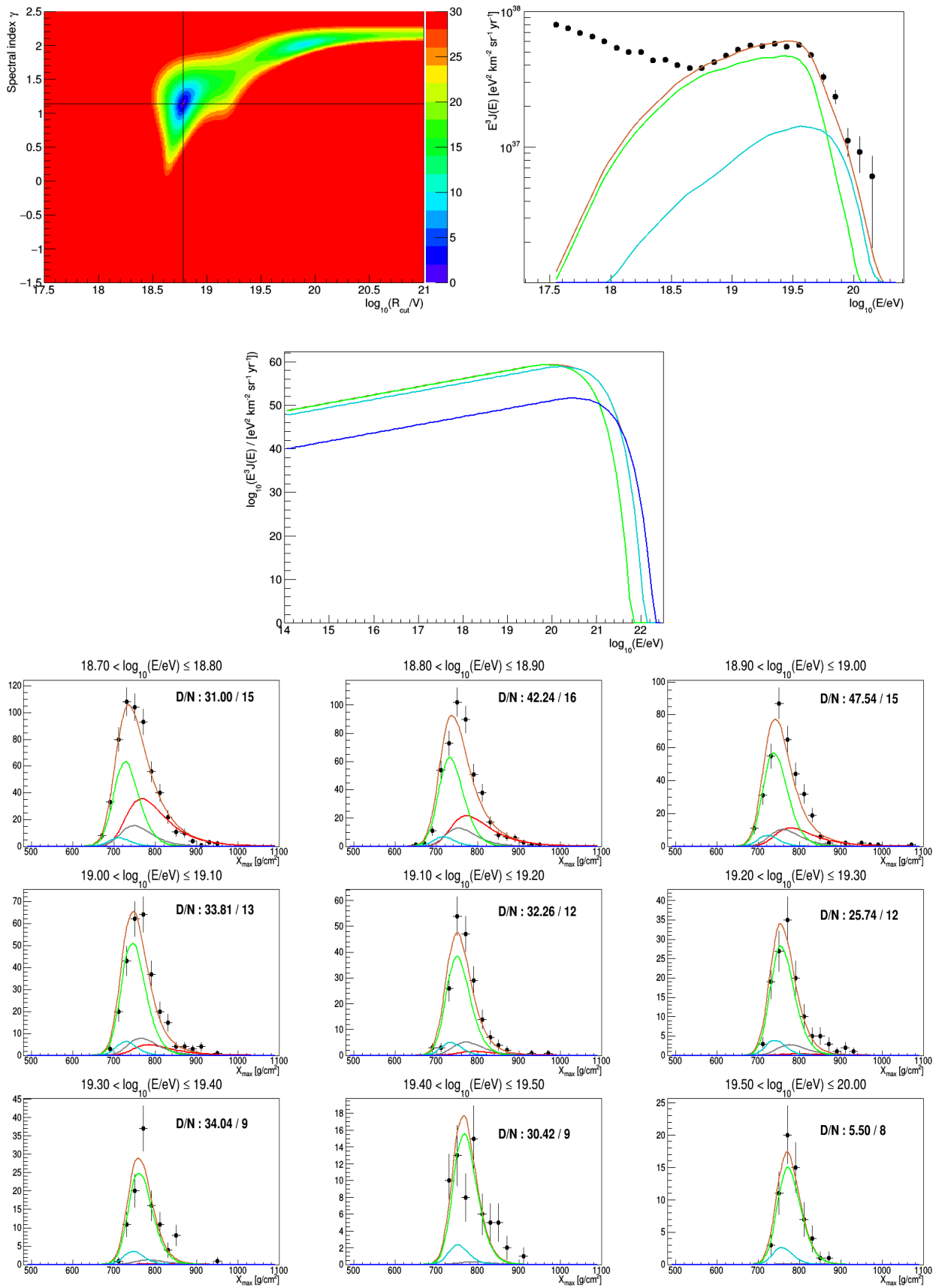


Figure A.25 – Composition à trois masses : Azote / Silicium / Fer

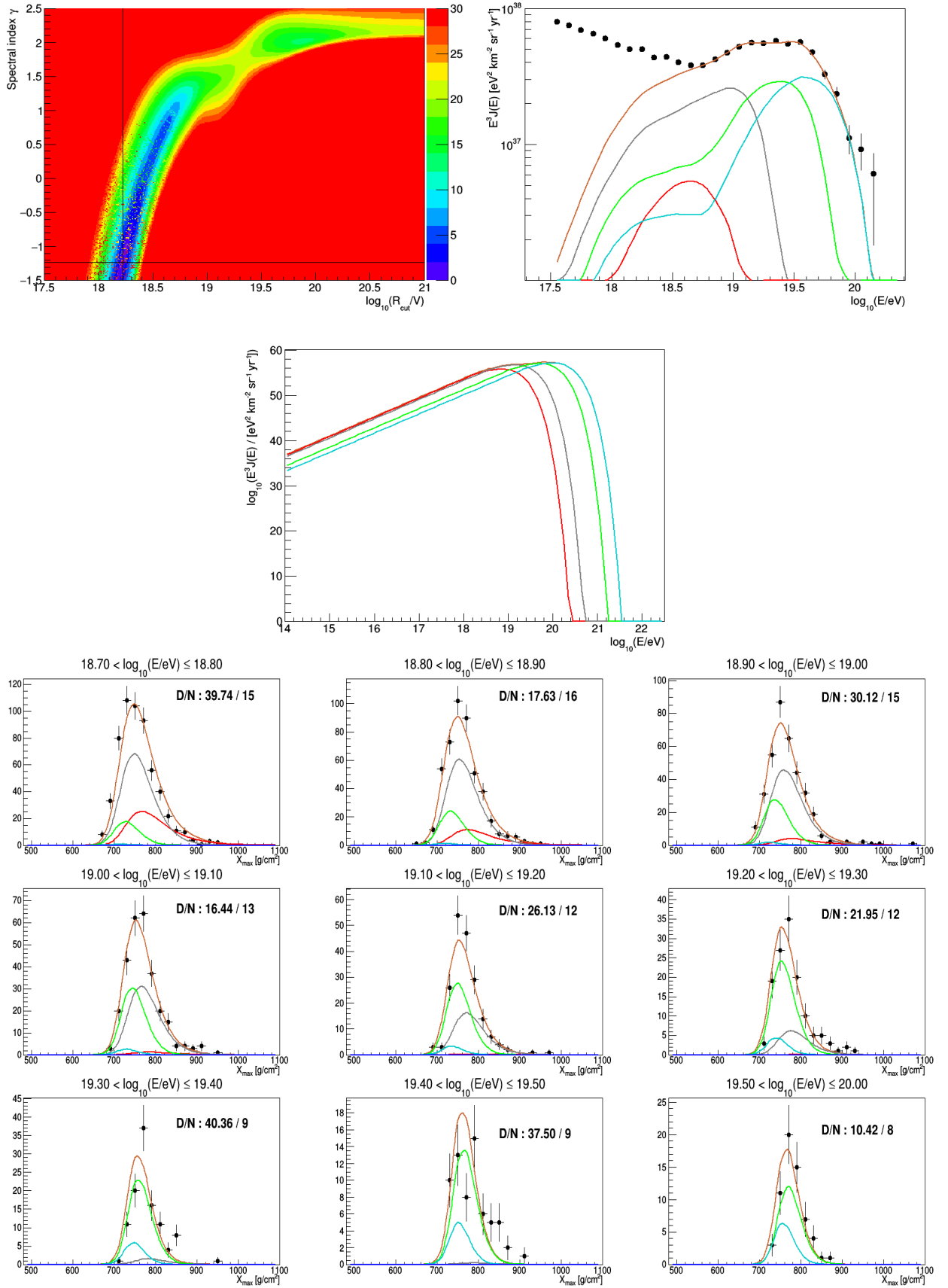


Figure A.26 – Composition à quatre masses : Proton / Hélium / Azote / Silicium

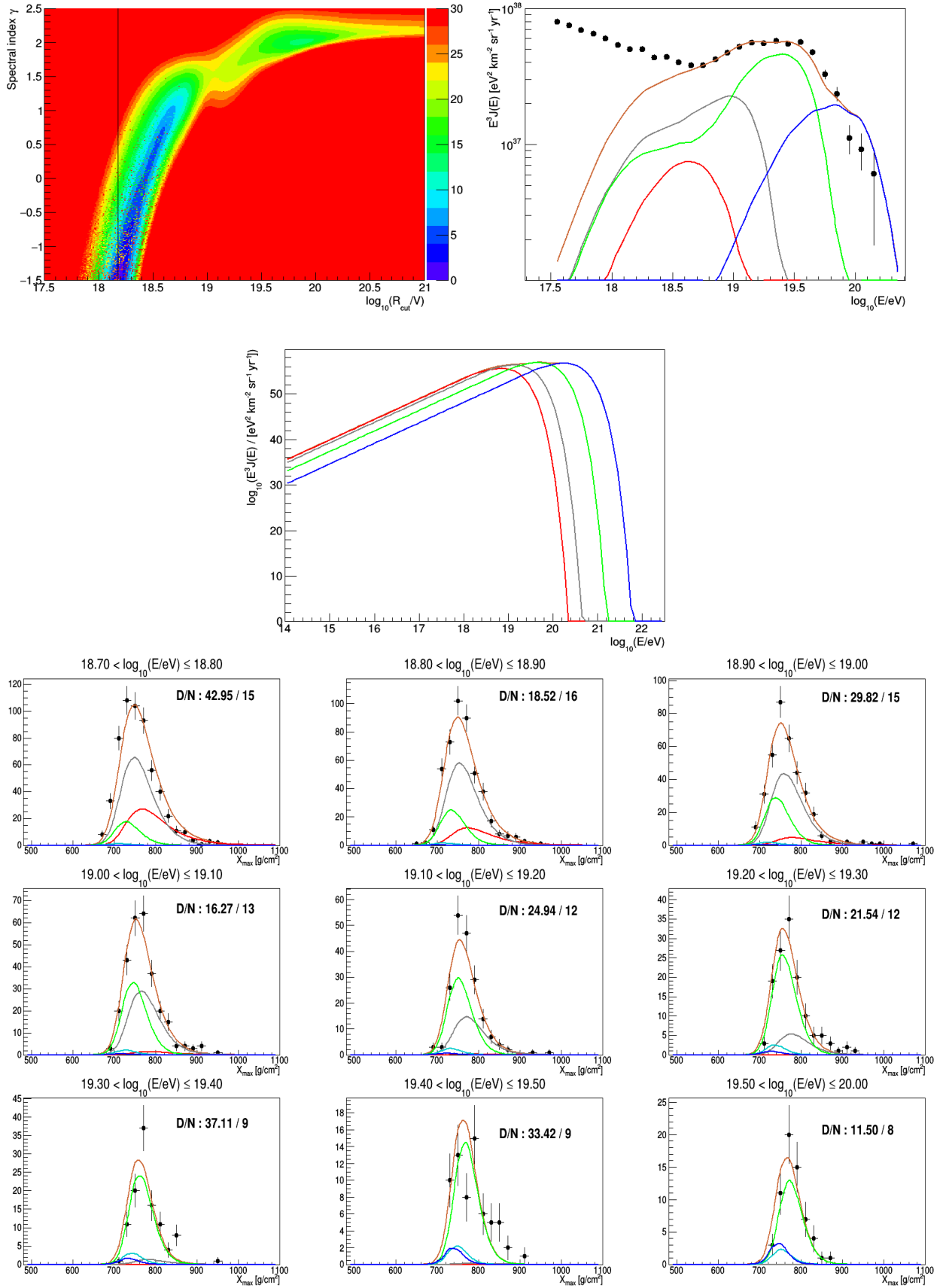


Figure A.27 – Composition à quatre masses : Proton / Hélium / Azote / Fer

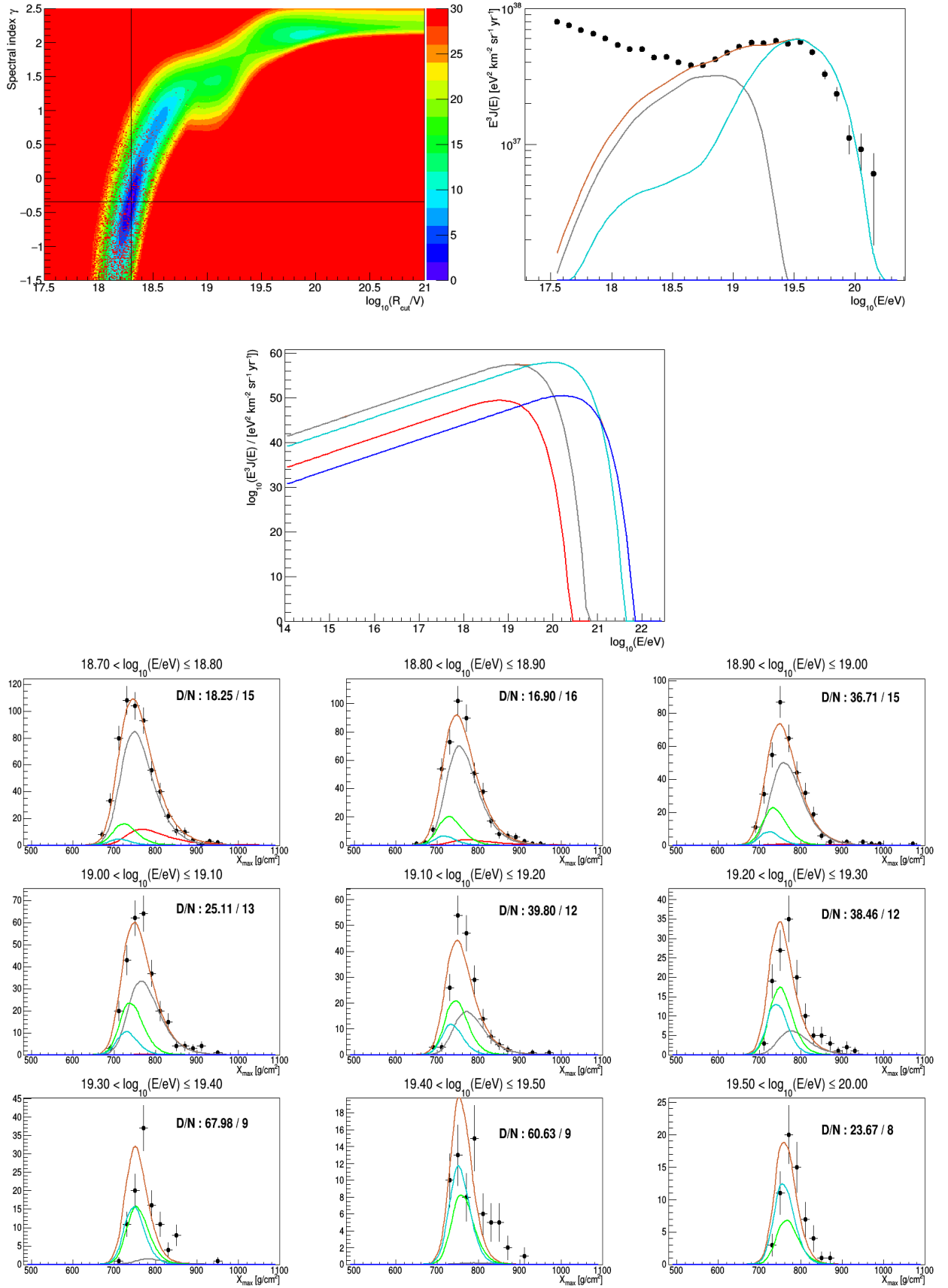


Figure A.28 – Composition à quatre masses : Proton / Hélium / Silicium / Fer

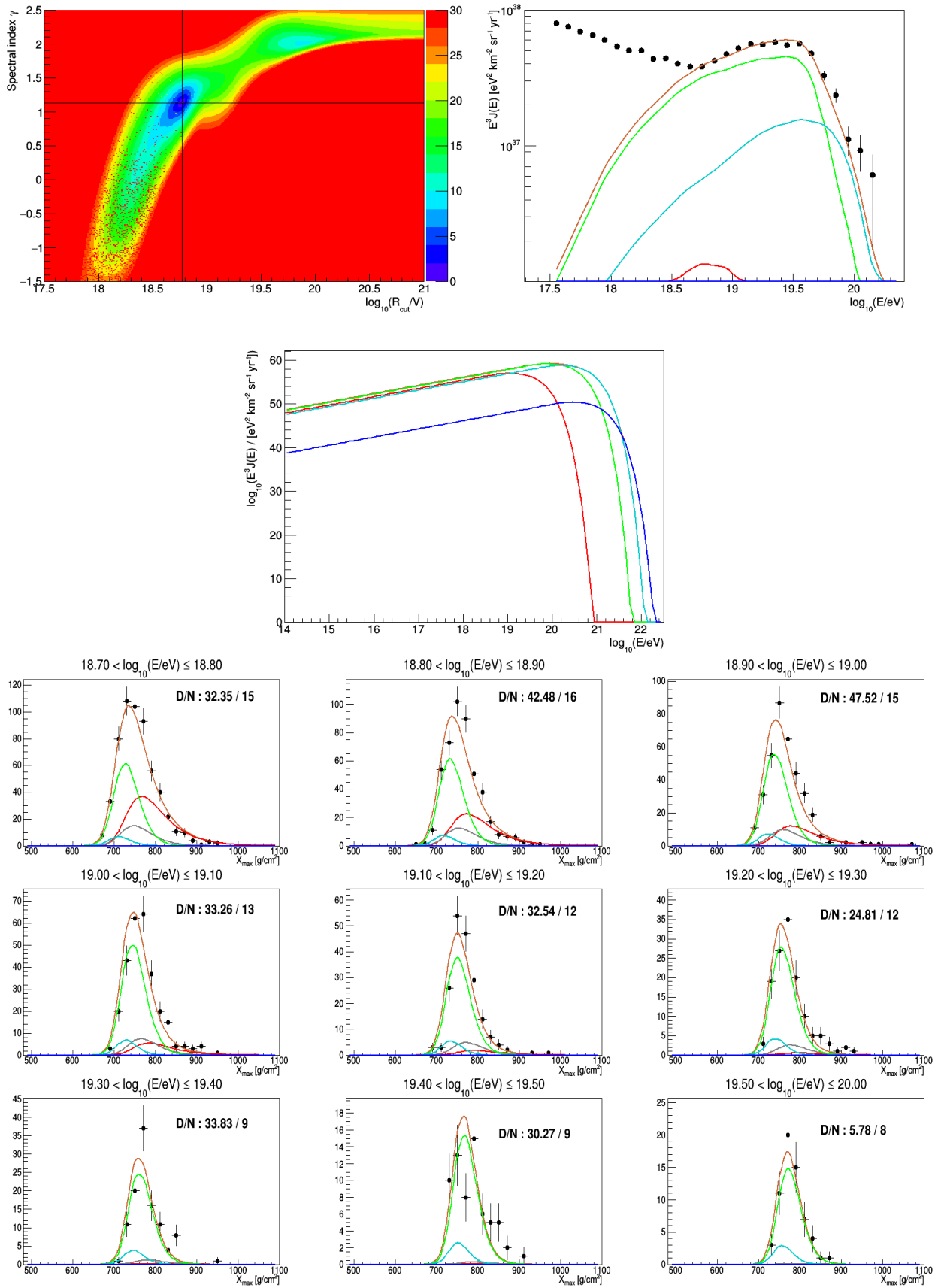


Figure A.29 – Composition à quatre masses : Proton / Azote / Silicium / Fer

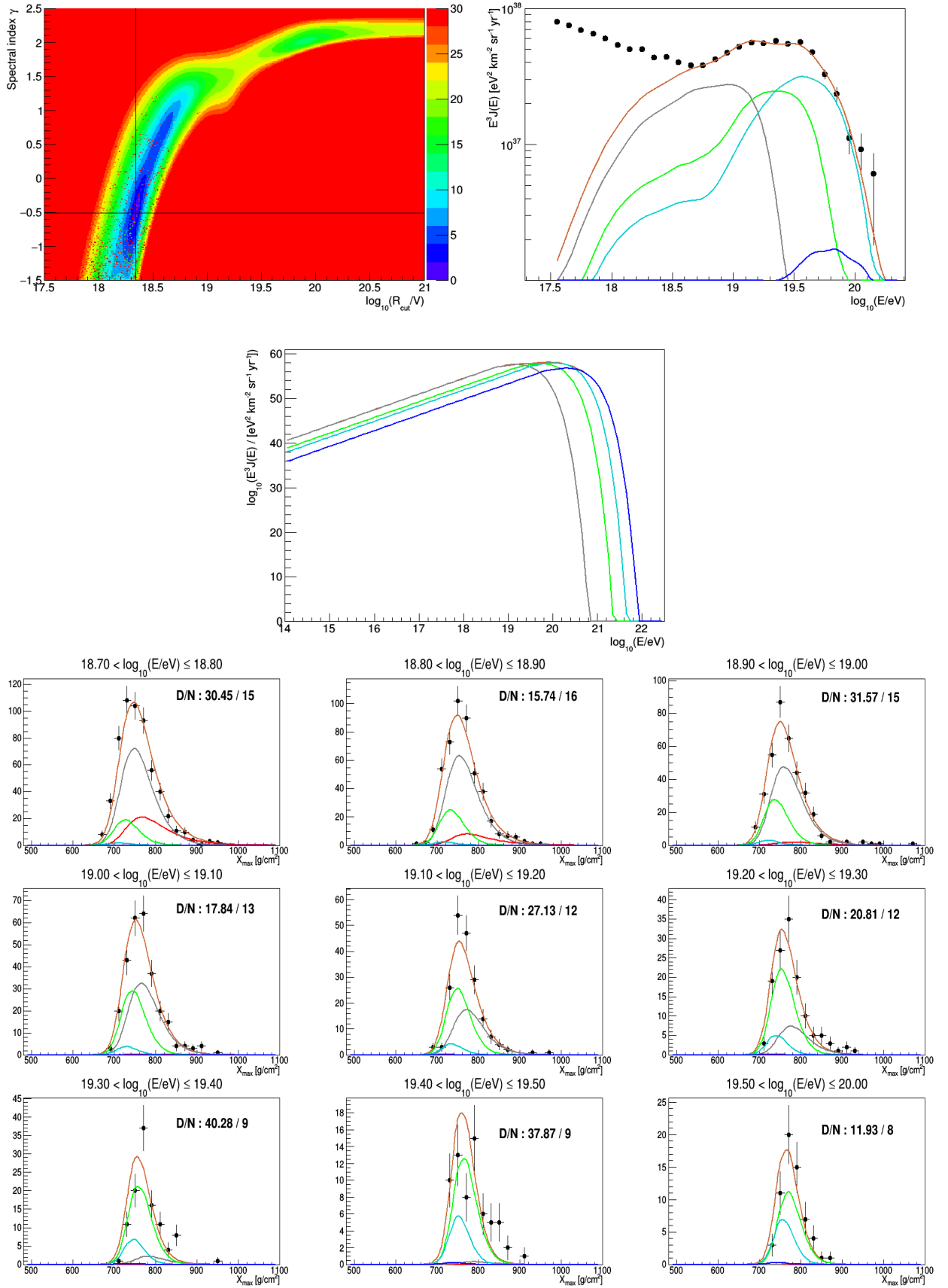


Figure A.30 – Composition à quatre masses : Hélium / Azote / Silicium / Fer

Matériel supplémentaire du chapitre 6

B.1 Catalogues de galaxies à flambée d'étoiles : tables B.1 et B.2

Galaxy name	$D(\text{Mpc})$	$L(10^{21} \text{ W Hz}^{-1})$	$S_{1.4\text{GHz}}(\text{Jy})$	Galaxy name	$D(\text{Mpc})$	$L(10^{21} \text{ W Hz}^{-1})$	$S_{1.4\text{GHz}}(\text{Jy})$
M82	3.4	10.6	7.66	...			
NGC 4945	3.7	10.8	6.59	NGC 7479	35.2	15.1	0.10
NGC 253	2.5	4.18	5.59	NGC 4826	4.70	0.268	0.10
NGC 1068	16.7	167	5.00	NGC 3147	39.5	17.3	0.09
M83	3.7	4.26	2.60	NGC 6701	56.8	35.6	0.09
IC 342	3.7	3.69	2.25	IRAS 17208-0014	173.1	296	0.08
M51	9.6	16.4	1.49	NGC 695	133.5	161	0.08
NGC 6946	5.5	5.05	1.39	Mrk 331	75.3	48.4	0.07
NGC 4631	8.1	9.42	1.20	NGC 1530	35.4	10.4	0.07
NGC 2146	15.2	29.7	1.07	IRAS 10566+2448	173.3	208	0.06
NGC 3079	16.2	26.7	0.85	Mrk 1027	123.5	101	0.06
NGC 891	10.3	8.9	0.70	NGC 1022	21.1	2.61	0.05
Arp 299	43.0	150	0.68	VII Zw 31	223.4	245	0.04
NGC 3628	7.6	3.63	0.53	Arp 55	162.7	118	0.04
NGC 1365	20.8	27.4	0.53	Arp 148	143.3	90.9	0.04
NGC 3627	7.6	3.17	0.46	IRAS 05189-2524	170.3	102	0.03
NGC 2903	6.2	2.06	0.45				
NGC 6240	98.1	492	0.43				
NGC 5055	7.3	2.49	0.39				
NGC 660	14.0	9.08	0.39				
Arp 220	74.7	218	0.33				
NGC 3556	10.6	4.11	0.31				
Mrk 231	170.3	1080	0.31				
NGC 5775	21.3	15.2	0.28				
NGC 2276	35.5	40.7	0.27				
IC 1623	81.7	199	0.25				
NGC 4414	9.3	2.51	0.24				
IRAS 18293-3413	72.1	141	0.23				
NGC 7331	15.0	5.86	0.22				
NGC 1055	14.8	5.58	0.21				
NGC 5135	51.7	64.2	0.20				
NGC 7130	65.0	96.4	0.19				
NGC 5005	14.0	4.29	0.18				
NGC 7469	67.5	98.7	0.18				
NGC 520	31.1	20.5	0.18				
UGC 05101	160.2	525	0.17				
IC 5179	46.2	43.4	0.17				
NGC 5713	24.0	11.0	0.16				
NGC 4030	17.1	5.50	0.16				
NGC 1144	117.3	256	0.16				
Mrk 273	152.2	403	0.15				
NGC 3893	13.9	3.30	0.14				
NGC 7771	60.4	62.3	0.14				
NGC 1614	63.2	66.1	0.14				
NGC 5678	27.8	10.3	0.11				
Arp 193	92.7	108	0.11				
NGC 828	75.4	71.3	0.10				
NGC 4041	18.0	4.04	0.10				
...							

Table B.1 – Catalogue de galaxies à flambée d'étoiles de Ackermann et al. [2012].

Galaxy name	$D(\text{Mpc})$	$L(10^{21} \text{ W Hz}^{-1})$	$S_{1.4\text{GHz}}(\text{Jy})$	Galaxy name	$D(\text{Mpc})$	$L(10^{21} \text{ W Hz}^{-1})$	$S_{1.4\text{GHz}}(\text{Jy})$
NGC3034(M82)	3,6	11,5	7,29	...			
NGC4945	3,9	12,1	6,60	NGC4793	38,0	19,5	0,11
NGC253	3,1	6,9	6,00	NGC5678	32,0	13,5	0,11
NGC1068(M77)	13,7	108,9	4,85	NGC828	70,7	64,7	0,11
NGC5236(M83)	3,6	3,9	2,44	NGC2782	39,5	20,1	0,11
IC342	4,6	5,7	2,25	NGC7479	32,4	13,4	0,11
NGC6946	5,3	4,7	1,40	ARP193	101,0	127,1	0,10
NGC5194(M51)	8,7	11,9	1,31	NGC7793	3,1	0,1	0,10
NGC4631	7,7	8,0	1,12	NGC4826(M64)	30,9	11,8	0,10
NGC2146	12,0	18,7	1,09	NGC4041	22,8	6,4	0,10
Maffei2	3,3	1,3	1,02	NGC6181	33,4	12,8	0,10
NGC3079	18,2	32,5	0,82	UGC8739	72,8	59,3	0,09
NGC891	8,6	6,2	0,70	NGC6701	56,6	35,3	0,09
NGC3690	47,7	179,3	0,66	UGC02982	72,4	57,3	0,09
NGC6240	103,4	834,3	0,65	NGC3147	41,4	18,4	0,09
NGC3256	35,4	95,9	0,64	NGC1134	47,4	24,0	0,09
NGC1365	17,9	20,4	0,53	NGC5253	3,2	0,1	0,08
NGC1808	12,6	9,5	0,50	NGC5962	28,8	8,2	0,08
NGC3628	10,0	5,7	0,47	NGC2798	27,8	7,6	0,08
NGC3627(M66)	10,0	5,5	0,46	NGC1530	36,2	12,7	0,08
NGC1672	16,8	15,2	0,45	NGC6217	23,5	5,3	0,08
NGC4303(M62)	26,4	37,0	0,44	NGC4273	37,6	13,3	0,08
NGC2903	8,3	3,6	0,44	NGC7592	97,2	85,0	0,08
NGC4666	25,7	34,3	0,43	MRK545	59,6	31,3	0,07
NGC3310	19,8	19,6	0,42	UGC2238	88,3	67,5	0,07
NGC1097	15,2	11,5	0,42	NGC958	76,5	50,3	0,07
NGC1569	4,6	1,0	0,40	NGC3994	46,6	18,4	0,07
NGC2403	2,5	0,3	0,39	NGC34	77,1	47,9	0,07
NGC7331	14,7	9,6	0,37	NGC2785	39,2	12,4	0,07
NGC660	12,3	6,8	0,37	NGC2415	53,4	22,6	0,07
NGC5055(M63)	8,0	2,6	0,35	NGC7714	38,6	11,7	0,07
ARP220	79,9	247,6	0,32	NGC5430	42,3	14,1	0,07
NGC2276	32,8	36,4	0,28	NGC5990	55,0	23,2	0,06
NGC7552	21,4	15,2	0,28	NGC5427	39,9	12,0	0,06
NGC3504	27,1	24,0	0,27	NGC232	88,6	57,0	0,06
NGC4102	14,1	6,5	0,27	NGC5900	36,1	9,4	0,06
NGC7469	65,2	129,9	0,26	NGC7679	66,2	29,2	0,06
IC1623	78,6	183,9	0,25	MRK534	67,7	30,5	0,06
NGC3556(M108)	13,9	5,6	0,25	NGC7591	63,6	25,3	0,05
NGC7771	57,1	89,3	0,23	NGC3448	24,1	3,5	0,05
NGC4414	17,7	8,5	0,23	NGC7678	43,3	11,1	0,05
IRAS18293-3413	77,8	161,2	0,22	NGC5257	99,0	56,8	0,05
NGC5713	26,7	19,0	0,22	NGC174	45,1	11,1	0,05
NGC5775	26,3	18,4	0,22	MRK1088	60,5	20,0	0,05
NGC4536	29,7	21,6	0,21	NGC7673	42,2	9,3	0,04
NGC1055	11,3	3,1	0,20	MCG-02-01-051	109,0	61,7	0,04
NGC5135	52,2	63,1	0,19	MRK1194	59,5	17,9	0,04
NGC5005	18,1	7,6	0,19	NGC5104	82,0	32,3	0,04
NGC4527	28,6	18,4	0,19	NGC4418	34,9	5,6	0,04
NGC7130	66,0	95,2	0,18	NGC4214	3,7	0,1	0,04
NGC520	30,2	19,2	0,18	MRK332	28,3	3,5	0,04
IC5179	46,7	43,0	0,16	NGC7496	22,3	2,2	0,04
NGC7541	32,0	19,9	0,16	MRK708	31,2	3,8	0,03
NGC5256	119,0	268,9	0,16	MRK759	34,5	4,5	0,03
NGC6286	76,1	108,8	0,16	MRK319	108,0	44,3	0,03
NGC4030	24,5	10,6	0,15	NGC5218	41,9	6,4	0,03
NGC5936	57,5	54,9	0,14	MRK188	35,5	4,6	0,03
NGC3893	16,1	4,3	0,14	NGC5020	50,7	9,2	0,03
MRK617	62,6	64,8	0,14	NGC1797	61,6	13,1	0,03
NGC3683	25,9	10,2	0,13	MRK33	22,1	1,4	0,02
NGC4194	40,3	23,7	0,12	IC5298	110,0	34,7	0,02
NGC3367	46,8	30,9	0,12	NGC632	39,6	4,3	0,02
NGC5676	30,8	13,1	0,12	MRK1365	80,6	17,7	0,02
NGC6764	31,3	13,5	0,11	MRK1466	15,3	0,6	0,02
...							

Table B.2 – Catalogue de galaxies à flambée d'étoiles de Becker et al. [2009].

B.2 Légende des différentes figures

Cette annexe regroupe l'ensemble des figures relatives à l'ajustement combiné des données de spectre et de composition, développé dans le chapitre 6 et testant différents modèles d'évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m = 0, 3$ ou -3 et selon les équations 6.17 et 6.18, avec et sans la correction de la surdensité locale de galaxies.

Pour chaque modèle, les figures suivantes sont présentées : le balayage des couples (R_{cut}, γ) (en haut, à gauche), le spectre injecté aux sources des rayons cosmiques primaires, (en haut, à droite), le spectre observé des rayons cosmiques primaires (au centre) et les résultats de l'ajustement du modèle sur les distributions en X_{max} (en bas).

B.2.1 Balayage des couples (R_{cut}, γ)

Résultat du balayage des paires (R_{cut}, γ) pour les données publiées lors de l'ICRC 2017. Les couleurs représentent les valeurs de la racine carrée $\sqrt{D - D_{\text{min}}}$, où D_{min} est la déviance minimale (équation 5.15) obtenue pour des valeurs de R_{cut} et γ indiquées par les lignes continues noires.

B.2.2 Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, aux sources

Spectre en énergie injecté aux sources, avec les résultats de l'ajustement des données de l'ICRC 2017. La forme du spectre est définie par l'équation 5.8. Les spectres injectés pour des noyaux d'hydrogène, d'hélium, d'azote, de silicium et de fer sont respectivement représentés en rouge, gris, vert, cyan et bleu.

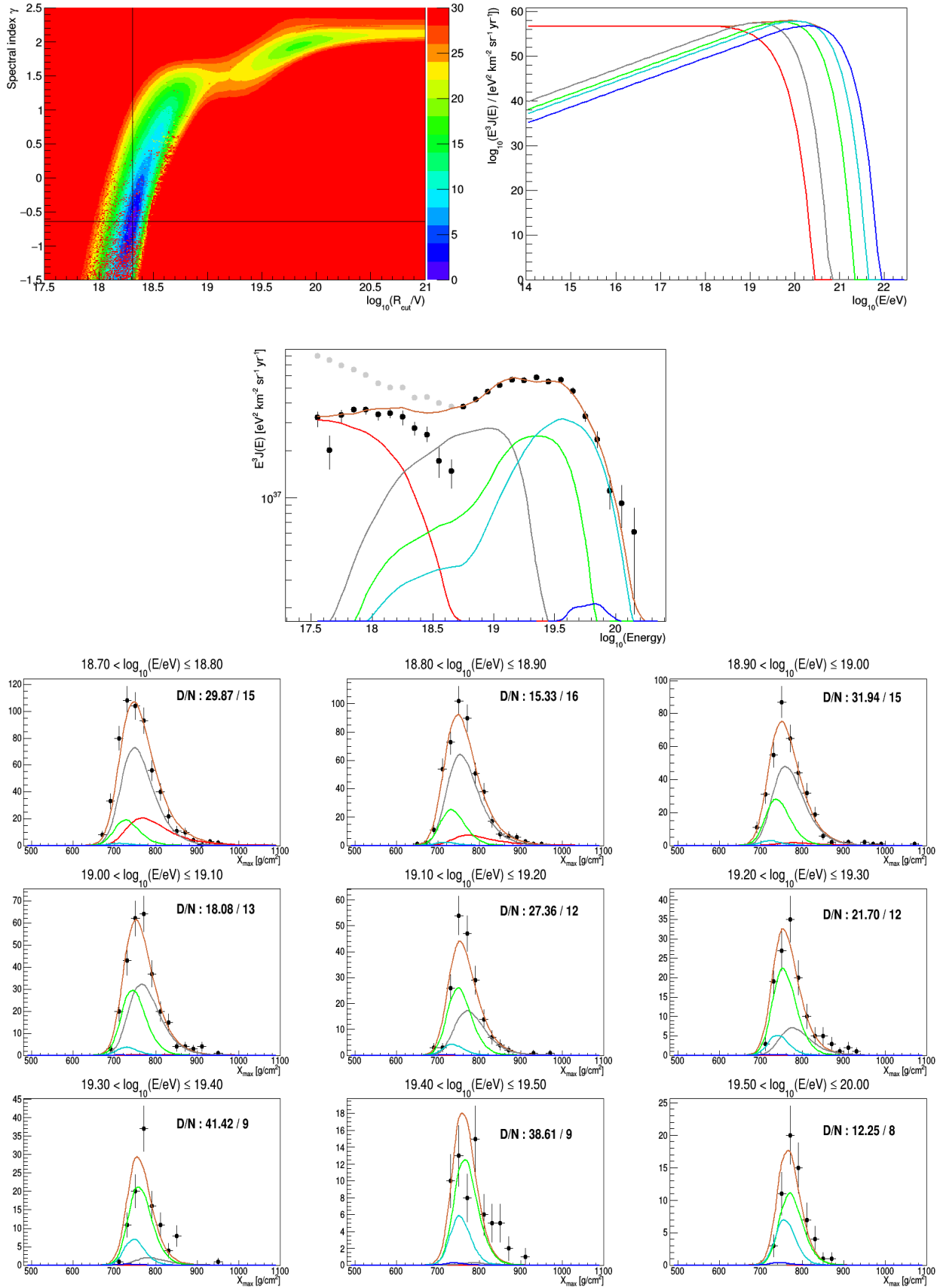
B.2.3 Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires, observé

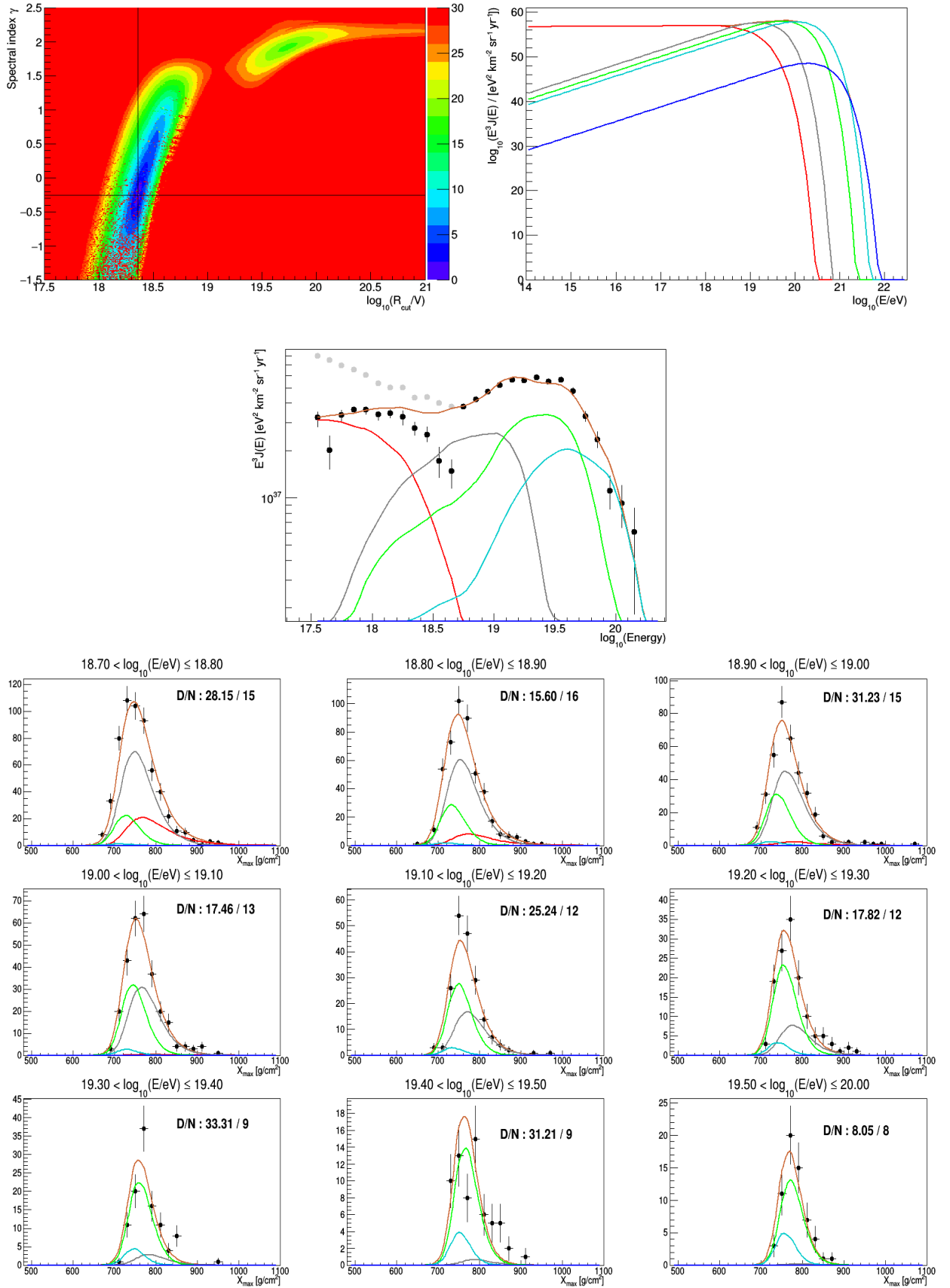
Spectre en énergie, observé sur Terre, des rayons cosmiques primaires. Les points noirs représentent les spectres reconstruits à partir des données de l'ICRC 2017. Pour des énergies de $10^{17.5}$ à $10^{18.7}$ eV, c'est le spectre en énergie des protons qui est ajusté et pour des énergies $E \geq 10^{18.7}$ eV, le spectre total est ajusté. Les spectres des rayons cosmiques primaires sont illustrés en rouge pour les protons, en gris pour les noyaux d'hélium, en vert pour les noyaux d'azote, en cyan pour les noyaux de silicium et en bleu pour les noyaux de fer.

B.2.4 Distribution des observables en X_{max} ajustées

Distributions en X_{max} reconstruites à partir des données de l'ICRC 2017 et représentées par les points noirs pour chaque intervalle en énergie participant à l'ajustement combiné. Les courbes colorées représentent les distributions attendues pour des rayons cosmiques secondaires dont la masse est $A = 1$ (rouge), $2 \leq A \leq 4$ (gris), $5 \leq A \leq 22$ (vert), $23 \leq A \leq 38$ (cyan), $39 \leq A \leq 56$ (bleu), tandis que la somme de ces distributions est présentée en marron. Les valeurs D/N correspondent à la déviance calculée dans chacun des intervalles en énergie et le nombre de degrés de liberté associé.

B.3 Résultats des différents modèles d'évolution des sources


 Figure B.1 – Évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m=0$.


 Figure B.2 – Évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m = 0$ × Correction de la surdensité locale

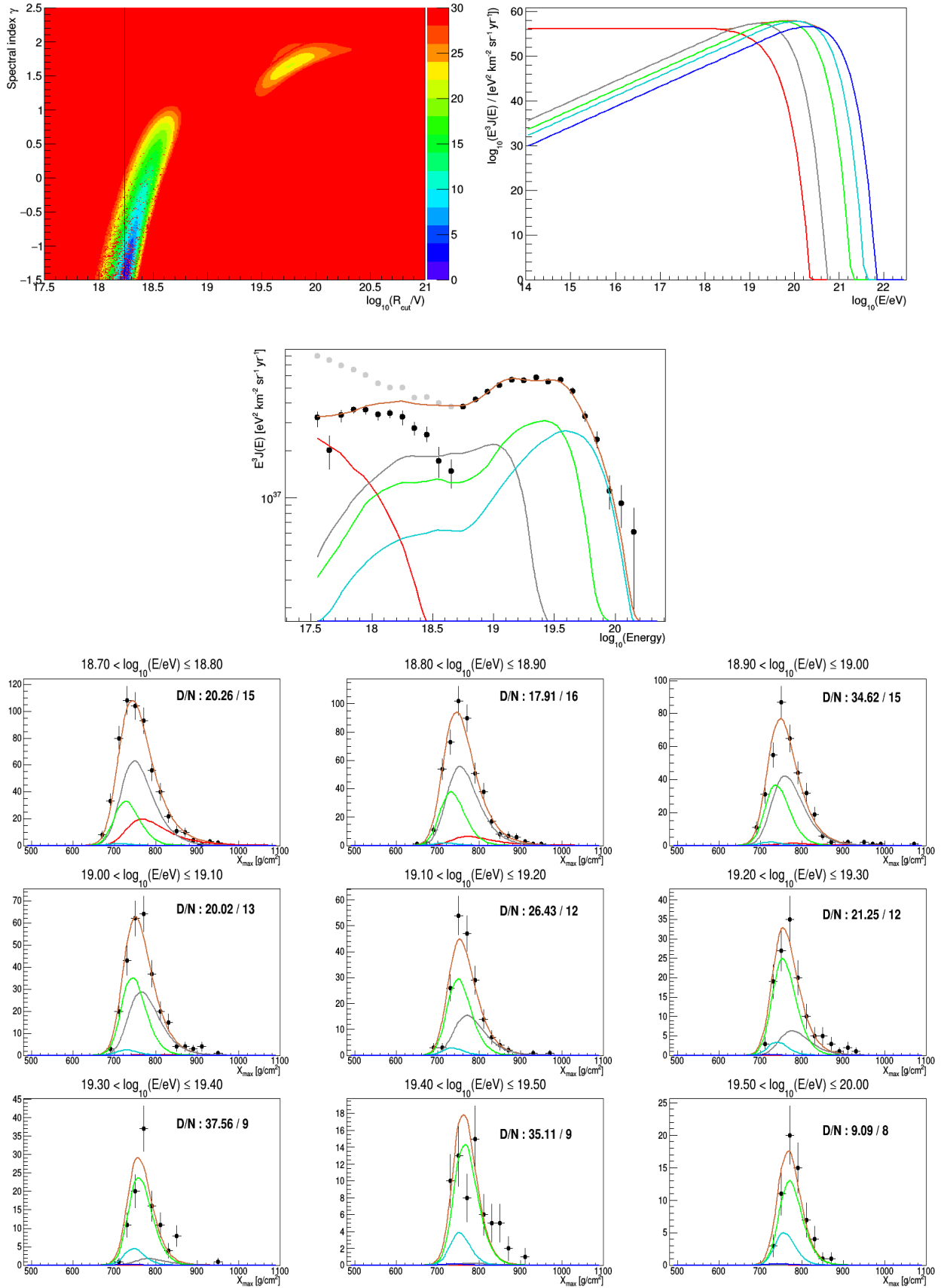
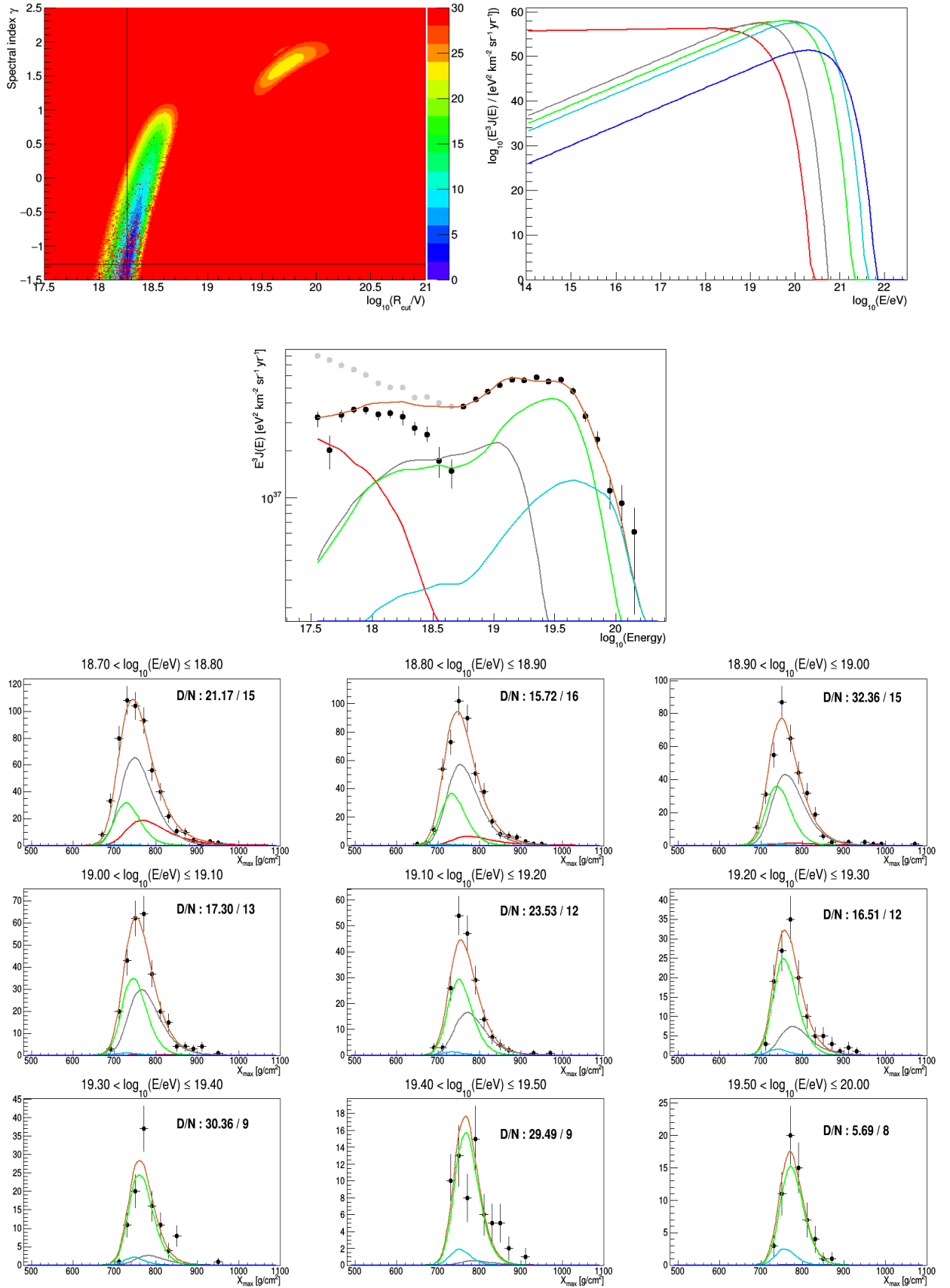


Figure B.3 – Évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m=3$.


 Figure B.4 – Évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m=3$ × Correction de la surdensité locale

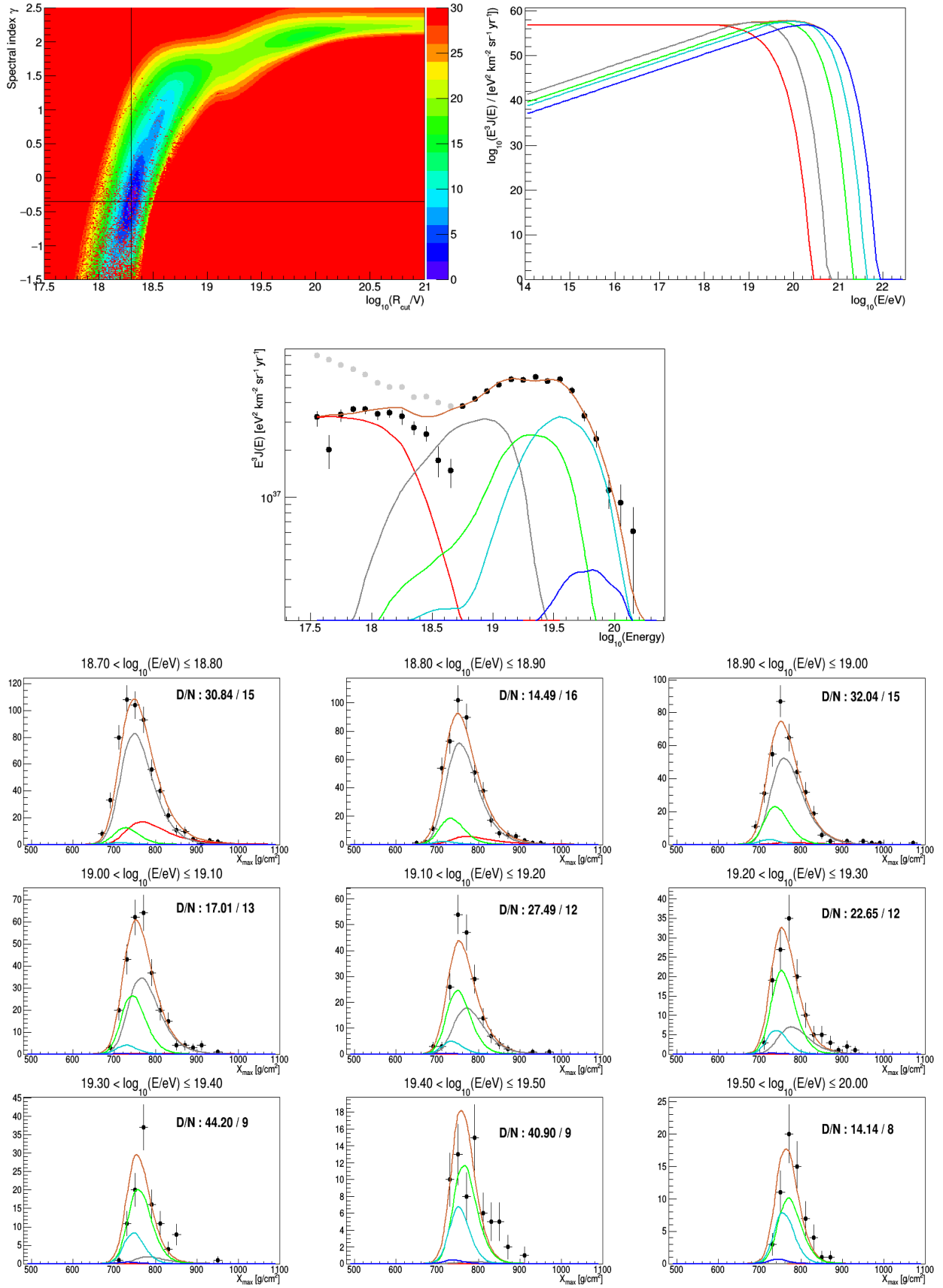
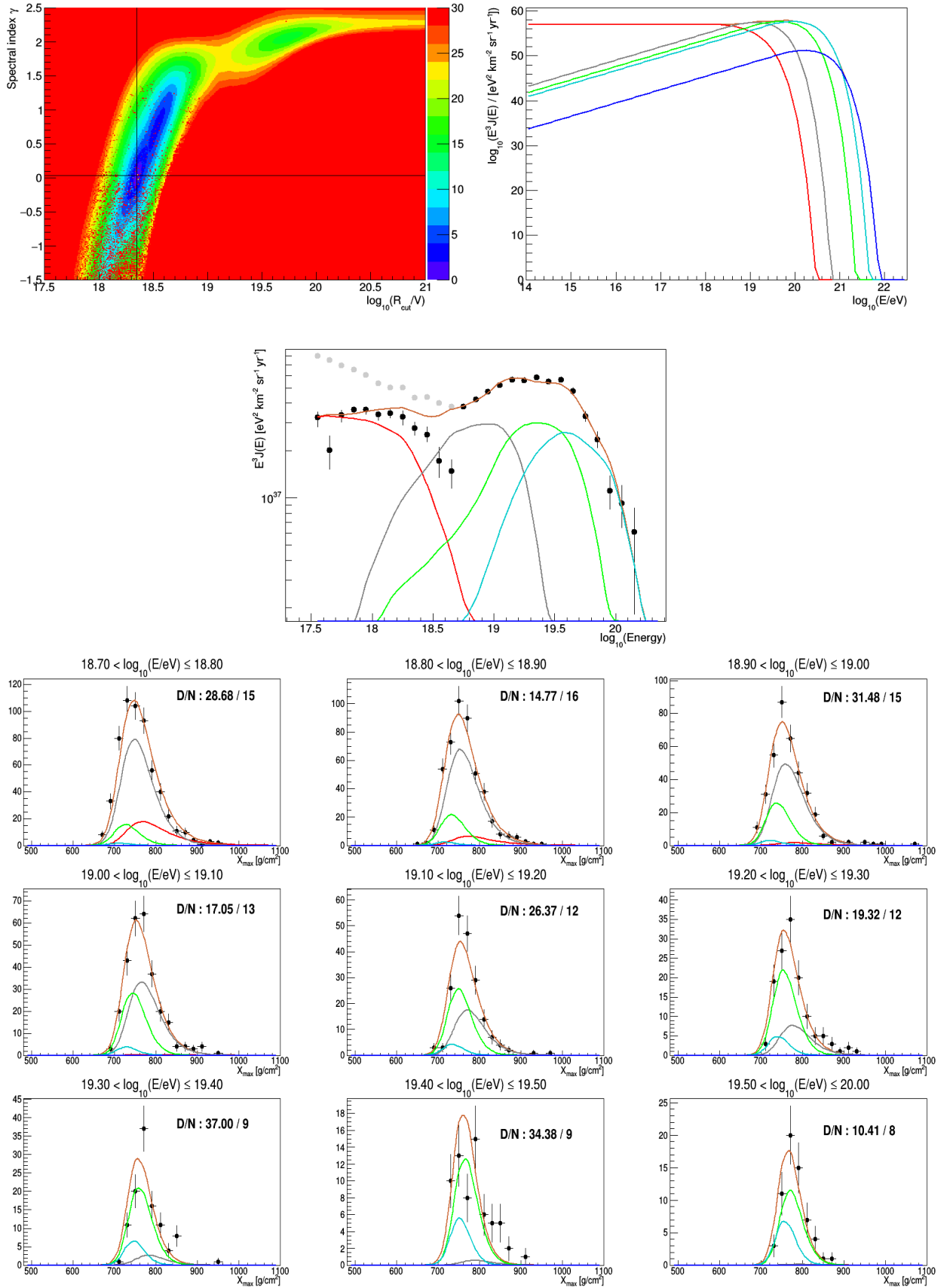
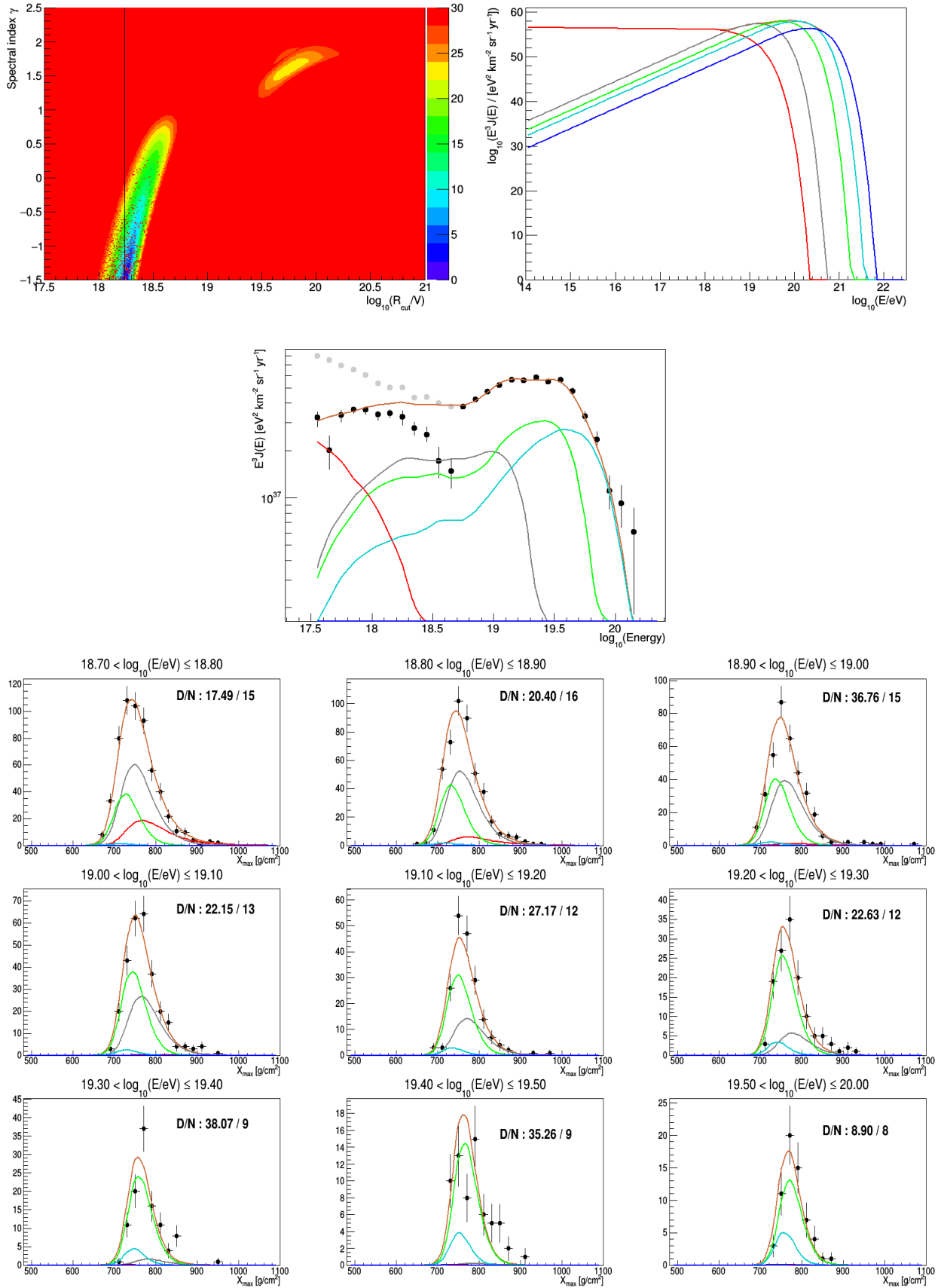
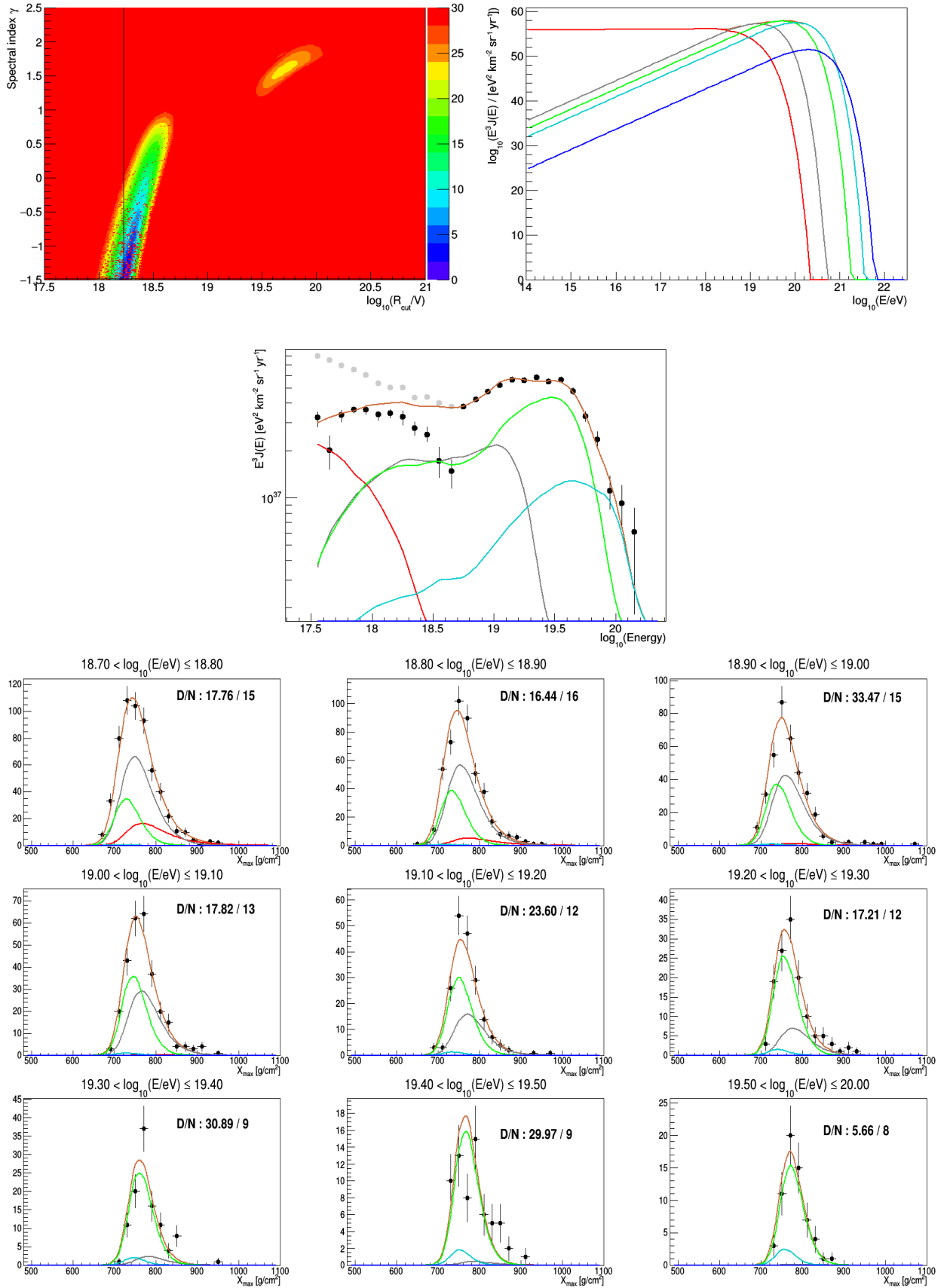
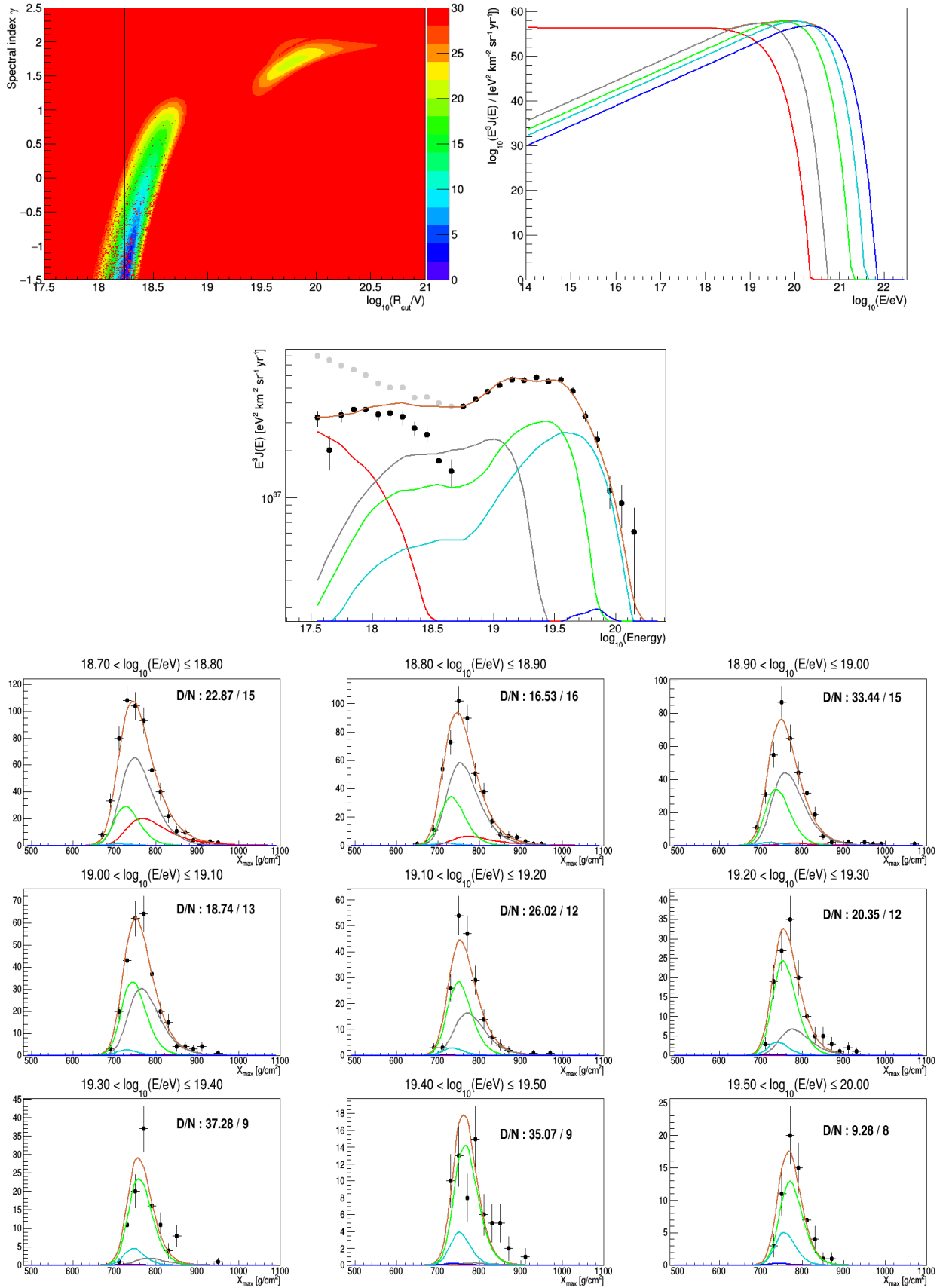


Figure B.5 – Évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m = -3$.


 Figure B.6 – Évolution des sources en $(1+z)^m$ avec $m = -3$ × Correction de la surdensité locale


 Figure B.7 – Évolution des sources décrite par $SFR(z)$.




 Figure B.9 – Évolution des sources décrite par $SFR_{\text{Madau}}(z)$.

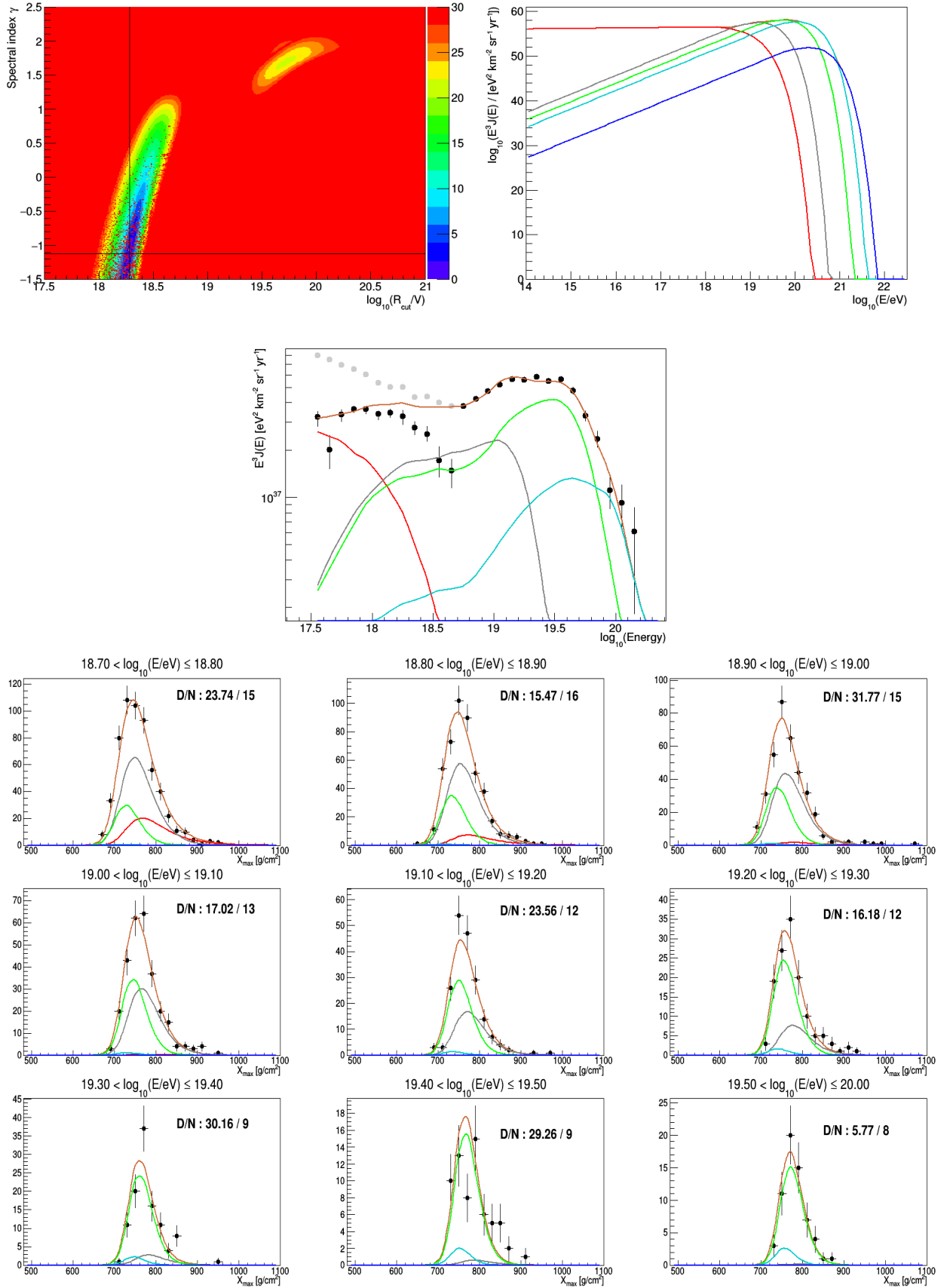


Figure B.10 – Évolution des sources décrite par $SFR_{\text{Madau}}(z) \times$ Correction de la surdensité locale

Bibliographie

- R. U. Abbasi et al. Depth of Ultra High Energy Cosmic Ray Induced Air Shower Maxima Measured by the Telescope Array Black Rock and Long Ridge FADC Fluorescence Detectors and Surface Array in Hybrid Mode. *Astrophys. J.*, 858(2) :76, 2018.
- M. Ackermann, et al., and (Fermi-LAT Collaboration). Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium. *ApJ*, 750 :3, May 2012.
- D. Allard, E. Parizot, A. V. Olinto, E. Khan, and S. Goriely. UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum. *A&A*, 443 :L29–L32, December 2005.
- R. Aloisio, V. Berezhinsky, and A. Gazizov. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39 :129–143, December 2012.
- R. Aloisio, V. Berezhinsky, and S. Grigorieva. Analytic calculations of the spectra of ultra-high energy cosmic ray nuclei. I. The case of CMB radiation. *Astroparticle Physics*, 41 :73–93, January 2013.
- R. Aloisio, D. Boncioli, A. di Matteo, A. Grillo, S. Petrera, and F. Salamida. SimProp v2r3 : Monte Carlo simulation code of UHECR propagation. February 2016.
- R. Alves Batista, A. Dundovic, M. Erdmann, K.-H. Kampert, D. Kuempel, G. Müller, G. Sigl, A. van Vliet, D. Walz, and T. Winchen. CRPropa 3 : a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra-high energy particles. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 5 :038, May 2016.
- F. Arneodo, S. Maldera, and G. Navarra. A procedure to derive the anode charges for saturated signals from the dynode and anode undershoots. GAP2005-025, 2005.
- M. Ave. Reconstruction accuracy of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *30th International Cosmic Ray Conference*, September 2007.
- J. K. Becker, P. L. Biermann, J. Dreyer, and T. M. Kneiske. Cosmic Rays VI - Starburst galaxies at multiwavelengths. *ArXiv e-prints*, January 2009.
- C. A. Beichman, G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg, and T. J. Chester. *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1 : Explanatory supplement*, volume 1. 1988.
- J. Bellido. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory : Measurements above 10 17.2 eV and Composition Implications. In *The Pierre Auger Observatory : Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*, pages 40–47, 2017.
- V. Berezhinsky and A. Z. Gazizov. Diffusion of Cosmic Rays in the Expanding Universe. I. *ApJ*, 643 : 8–13, May 2006.
- V. Berezhinsky and A. Z. Gazizov. Diffusion of Cosmic Rays in the Expanding Universe. II. Energy Spectra of Ultra-High Energy Cosmic Rays. *ApJ*, 669 :684–691, November 2007.
- V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB [rapid communication]. *Physics Letters B*, 612 :147–153, April 2005.
- V. Berezhinsky, A. Gazizov, and S. Grigorieva. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Phys. Rev. D*, 74(4) :043005, August 2006.
- D. R. Bergman. Latest Results from HiRes. July 2008.

- X. Bertou and P. Billoir. On the Origin of the Asymmetry of Ground Densities in Inclined Showers. GAP2000-017, 2000.
- X. Bertou, P. S. Allison, C. Bonifazi, P. Bauleo, C. M. Grunfeld, M. Aglietta, F. Arneodo, D. Barnhill, J. J. Beatty, N. G. Busca, A. Creusot, D. Dornic, A. Etchegoyen, A. Filevitch, P. L. Ghia, I. Lhenry-Yvon, M. C. Medina, E. Moreno, D. Nitz, T. Ohnuki, S. Ranchon, H. Salazar, T. Suomijärvi, D. Supanitsky, A. Tripathi, M. Urban, and L. Villasenor. Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 568 :839–846, December 2006.
- D. Biehl, D. Boncioli, A. Fedynitch, and W. Winter. Cosmic ray and neutrino emission from gamma-ray bursts with a nuclear cascade. *A&A*, 611 :A101, April 2018.
- P. Billoir. Reconstruction of showers with the ground array : Status of the prototype program. GAP2000-025, 2000.
- P. Billoir. Top-down selection of events and stations in surface detectors triggers. GAP2006-072, 2006.
- P. Billoir. Proposition to improve the local trigger of surface detector for low energy showers. GAP2009-179, 2009.
- P. Billoir. Better parameters for the fit of the lateral distribution to the Surface Detector events. GAP2011-103, Novembre 2011a.
- P. Billoir. New proposal to improve the local trigger of the surface detector. GAP2011-089, 2011b.
- D. J. Bird, S. C. Corbató, H. Y. Dai, B. R. Dawson, J. W. Elbert, T. K. Gaisser, K. D. Green, M. A. Haug, D. B. Kieda, S. Ko, C. G. Larsen, E. C. Loh, M. Lou, M. H. Salamon, J. D. Smith, P. Sommers, T. Stanev, J. K. K. Tang, S. B. Thomas, and S. Tilav. Results from the fly’s eye experiment. *AIP Conference Proceedings*, 338(1) :839–854, 1995.
- S. Blaess, J. A. Bellido, and B. R. Dawson. Extracting a less model dependent cosmic ray composition from X_{max} distributions. *To be published in PRD*, March 2018.
- C. Bonifazi. The angular resolution of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 190 :20–25, May 2009.
- Lorenzo Caccianiga. *Cosmic-ray astronomy at the highest energies with ten years of data of the Pierre Auger observatory*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, September 2015.
- A. Castellina. Cosmic rays and high energy physics : the eas-top data. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 122 :243 – 246, 2003. Proceedings of the 12th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions.
- A. Coleman, P. L. Ghia, and M. Mostafa. Lowering the infill energy threshold using new triggers. GAP2016-056, Octobre 2016.
- A. Coleman, P. L. Ghia, and M. Mostafa. Unification of the top down selection method. GAP2016-018, Avril 2018a.
- A. Coleman, P. L. Ghia, and M. Mostafá. Using New Triggers to Investigate the Silent Stations. GAP2017-018, Février 2018b.
- J. J. Condon. The 1.4 gigahertz luminosity function and its evolution. *ApJ*, 338 :13–23, March 1989.
- J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick. The NRAO VLA Sky Survey. *AJ*, 115 :1693–1716, May 1998.

- J. J. Condon, W. D. Cotton, and J. J. Broderick. Radio Sources and Star Formation in the Local Universe. *AJ*, 124 :675–689, August 2002.
- G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford science publications. Clarendon Press, 1998.
- R. N. Coy, G. Cunningham, C. L. Pryke, and A. A. Watson. The lateral distribution of extensive air showers produced by cosmic rays above 10^{19} eV as measured by water-Čerenkov detectors. *Astroparticle Physics*, 6 :263–270, March 1997.
- G. Cunningham, A. M. T. Pollock, R. J. O. Reid, and A. A. Watson. The energy spectrum of cosmic ray particles above 10 to the 17th eV. *International Cosmic Ray Conference*, 2 :303–308, 1977.
- B. R. Dawson, I. C. Mariş, M. Roth, F. Salamida, T. Abu-Zayyad, D. Ikeda, D. Ivanov, Y. Tsunesada, M. I. Pravdin, and A. V. Sabourov. The energy spectrum of cosmic rays at the highest energies. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 53, page 01005, June 2013.
- M. De Domenico, M. Settimo, S. Riggi, and E. Bertin. Reinterpreting the development of extensive air showers initiated by nuclei and photons. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 7 :050, July 2013.
- G. De Mauro, A. Aab, C. Timmermans, S. de Jong, and P. Buchholz. New time variance model from non-thinned corsika showers. GAP2017-038, Mai 2017.
- V. De Souza. Testing the agreement between the Xmax distributions measured by the Pierre Auger and Telescope Array Observatories. In *The Pierre Auger Observatory : Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*, 2017.
- M. Di Mauro and F. Donato. Composition of the Fermi-LAT isotropic gamma-ray background intensity : Emission from extragalactic point sources and dark matter annihilations. *Phys. Rev. D*, 91 (12) :123001, June 2015.
- M. T. Dova, M. Mancenido, A. G. Mariazzi, F. Arqueros, and D. Garcia-Pinto. Hinting at primary composition using asymmetries in time distributions. *International Cosmic Ray Conference*, 7 :5, 2005.
- P. Erdođdu, J. P. Huchra, O. Lahav, M. Colless, R. M. Cutri, E. Falco, T. George, T. Jarrett, D. H. Jones, C. S. Kochanek, L. Macri, J. Mader, N. Martimbeau, M. Pahre, Q. Parker, A. Rassat, and W. Saunders. The dipole anisotropy of the 2 Micron All-Sky Redshift Survey. *MNRAS*, 368 : 1515–1526, June 2006.
- F. Fenu. The cosmic ray energy spectrum measured using the Pierre Auger Observatory The Pierre Auger energy spectrum. In *The Pierre Auger Observatory : Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*, pages 9–16, 2017.
- E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75 :1169–1174, April 1949.
- C. Fracchiolla, C. Bonifazi, A. Letessier-Selvon, and O. Blanch Bigas. Angular resolution with the super-hexagon. GAP2008-095, 2008.
- G. B. Gelmini, O. Kalashev, and D. V. Semikoz. Gamma-ray constraints on maximum cosmogenic neutrino fluxes and UHECR source evolution models. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 1 :044, January 2012.
- P. L. Ghia. The compact 3ToT as SD physics trigger for vertical ($\theta < 60^\circ$). GAP2004-018, 2004.
- P. L. Ghia and I. Lhenry-Yvon. From sd pmts commissioning to monitoring alarms and data quality cuts. GAP2008-023, 2008.
- N. Globus, D. Allard, E. Parizot, and T. Piran. Probing the Extragalactic Cosmic-Ray Origin with Gamma-Ray and Neutrino Backgrounds. *ApJ*, 839 :L22, April 2017.

- K. Greisen. The Extensive Air Showers. *Prog. Cosmic Ray Physics*, 3 :1, 1956.
- K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 16 :748–750, April 1966.
- F. Halzen and E. Zas. Neutrino fluxes from active galaxies : A model-independent estimate. *The Astrophysical Journal*, 488(2) :669, 1997.
- D. Harari, D. Melo, S. Mollerach, E. Roulet, and G. van Aar. On the curvature radius r_c , the effect of the time variance and the start-times and its correlation with x_{max} . GAP2012-145, 2012.
- A. Haungs, J. Blumer, B. Fuchs, D. Kang, S. Schoo, D. Wochele, J. Wochele, W. D. Apel, J. C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk, M. Bertaina, H. Bozdog, I. M. Brancus, E. Cantoni, A. Chiavassa, F. Cossavella, K. Daumiller, V. de Souza, F. Di Pierro, P. Doll, R. Engel, D. Fuhrmann, A. Gherghel-Lascu, H. J. Gils, R. Glasstetter, C. Grupen, D. Heck, J. R. Hörandel, D. Huber, T. Huege, K. H. Kampert, H. O. Klages, K. Link, P. Łuczak, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J. Milke, B. Mitrica, C. Morello, J. Oehlschläger, S. Ostapchenko, N. Palmieri, M. Petcu, T. Pierog, H. Rebel, M. Roth, H. Schieler, F. G. Schröder, O. Sima, G. Toma, G. C. Trinchero, H. Ulrich, A. Weindl, and J. Zabierowski. KADC - The KASCADE Cosmic-ray Data Centre. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 632, page 012011, August 2015.
- N. Hayashida, M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, N. Sakaki, M. Sasaki, M. Takeda, M. Teshima, R. Torii, T. Yamamoto, S. Yoshida, K. Honda, N. Kawasumi, I. Tsushima, N. Inoue, E. Kusano, K. Shinozaki, N. Souma, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, Y. Kawasaki, H. Kitamura, Y. Matsubara, K. Murakami, Y. Uchihori, and H. Yoshii. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV. *Astroparticle Physics*, 10(4) :303 – 311, 1999.
- D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. February 1998.
- W. Heitler. *Quantum theory of radiation*. 1954.
- A. M. Hillas. Derivation of the EAS spectrum. *International Cosmic Ray Conference*, 3 :355, 1970.
- A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *ARA&A*, 22 :425–444, 1984.
- A. M. Hillas. Where do 10^{19} eV cosmic rays come from? *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136 :139–146, November 2004.
- A. M. Hillas. Cosmic Rays : Recent Progress and some Current Questions. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 2006.
- D. H. Jones, W. Saunders, M. Colless, M. A. Read, Q. A. Parker, F. G. Watson, L. A. Campbell, D. Burkey, T. Mauch, L. Moore, M. Hartley, P. Cass, D. James, K. Russell, K. Fiegert, J. Dawe, J. Huchra, T. Jarrett, O. Lahav, J. Lucey, G. A. Mamon, D. Proust, E. M. Sadler, and K.-i. Wakamatsu. The 6dF Galaxy Survey : samples, observational techniques and the first data release. *MNRAS*, 355 :747–763, December 2004.
- K. Kamata and J. Nishimura. The lateral and the angular structure functions of electron showers. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 6 :93, 1958.
- H. Kang, D. Ryu, and T. W. Jones. Cluster Accretion Shocks as Possible Acceleration Sites for Ultra-High-Energy Protons below the Greisen Cutoff. *ApJ*, 456 :422, January 1996.
- KASCADE Collaboration. Ankle-like feature in the energy spectrum of light elements of cosmic rays observed with KASCADE-Grande. *Phys. Rev. D*, 87(8) :081101, April 2013.

- S. Kawaguchi, A. Mikami, N. Inoue, T. Hara, N. Hayashida, M. Honda, F. Ishikawa, T. Kifune, Y. Matsubara, M. Nagano, Y. Ohno, H. Ohoka, T. Saito, F. Kakimoto, S. Ogio, Y. Sakuma, M. Teshima, S. Yoshida, K. Kamata, K. Hashimoto, K. Honda, N. Kawasumi, I. Tsushima, K. Murakami, M. Sakata, Y. Yamamoto, and H. Yoshii. A New 100 km² Surface Array at Akeno (AGASA). *International Cosmic Ray Conference*, 4 :294, 1990.
- S. P. Knurenko, Z. E. Petrov, R. Sidorov, I. Y. Sleptsov, S. K. Starostin, and G. G. Struchkov. Cosmic ray spectrum in the energy range 10¹⁵ - 10¹⁸ eV and the second knee according to the small Cherenkov setup at the Yakutsk EAS array. October 2013.
- G. V. Kulikov and G. B. Khristiansen. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 35 :635, 1958.
- I. Lhenry-Yvon. About bad pmts : inventory of spurious data remaining after the two first levels of pmt quality cuts. GAP2018-022, Juin 2018.
- I. Lhenry-Yvon. SD Performances. Pierre Auger Collaboration meeting, Juin 2018.
- I. Lhenry-Yvon and D. Picard. Estimation of the accuracy of the reconstruction in angles and in S_{1000} with simulated events. To be published, 2018.
- J. Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10²⁰ ev. *Phys. Rev. Lett.*, 10 : 146–148, Feb 1963.
- P. Madau and M. Dickinson. Cosmic Star-Formation History. *ARA&A*, 52 :415–486, August 2014.
- I. C. Maris, M. Roth, F. Schüssler, and M. Unger. Combining the energy spectra measured at the Pierre Auger Observatory. GAP2007-090, 2007.
- Diane Martraire. *Étude du pouvoir de discrimination des primaires initiant les grandes gerbes atmosphériques avec des réseaux de détecteurs au sol : analyse des rayons cosmiques de ultra haute énergie détectés à l'observatoire Pierre Auger, Estimation des performances pour la detection de gamma de très haute énergie du future observatoire LHAASO*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, October 2014.
- H. Matej and D. Veberič. On shower-front start-time variance. GAP2007-057, 2007.
- T. Mauch and E. M. Sadler. Radio sources in the 6dFGS : local luminosity functions at 1.4GHz for star-forming galaxies and radio-loud AGN. *MNRAS*, 375 :931–950, March 2007.
- C. Medina and X. Bertou. Using compact 3 tot as a starting point for sd reconstruction. GAP2004-030, 2004.
- Saša Mićanović. *Determination of Cosmic Ray Composition from Measurements with Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Prirodoslovno-matematički fakultet, Sveučilište u Zagrebu, 2013.
- S. Mollerach and E. Roulet. Progress in high-energy cosmic ray physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 98 :85–118, January 2018.
- D. Newton, J. Knapp, and A. A. Watson. The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower. *Astroparticle Physics*, 26 :414–419, January 2007.
- S. Petrera and F. Salamida. Update of the Xmax parameterizations for post-LHC hadronic models. Avril 2018.
- Pierre Auger Collaboration. The Auger Fluorescence Detector Electronics. *International Cosmic Ray Conference*, 2 :737, 2001.

- Pierre Auger Collaboration. The accuracy of signal measurement with the water Cherenkov detectors of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 578 : 180–184, July 2007.
- Pierre Auger Collaboration. A model for the time uncertainty measurements in the Auger surface detector array. *Astroparticle Physics*, 28 :523–528, January 2008a.
- Pierre Auger Collaboration. The surface detector system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 586 :409–420, March 2008b.
- Pierre Auger Collaboration. The effect of the geomagnetic field on cosmic ray energy estimates and large scale anisotropy searches on data from the Pierre Auger Observatory. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 11 :022, November 2011a.
- Pierre Auger Collaboration. The Lateral Trigger Probability function for the Ultra-High Energy Cosmic Ray showers detected by the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 35 :266–276, December 2011b.
- Pierre Auger Collaboration. Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8 :019, August 2014a.
- Pierre Auger Collaboration. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory. I. Measurements at energies above $10^{17.8}$ eV. *Phys. Rev. D*, 90(12) :122005, December 2014b.
- Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, February 2015.
- Pierre Auger Collaboration. Energy estimation of cosmic rays with the Engineering Radio Array of the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. D*, 93(12) :122005, June 2016a.
- Pierre Auger Collaboration. Prototype muon detectors for the AMIGA component of the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 11 :P02012, February 2016b.
- Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. April 2016c.
- Pierre Auger Collaboration. Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4 :038, April 2017a.
- Pierre Auger Collaboration. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above $8 \cdot 10^{18}$ eV. *Science*, 357 :1266–1270, September 2017b.
- Pierre Auger Collaboration. Impact of atmospheric effects on the energy reconstruction of air showers observed by the surface detectors of the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 12 (02) :P02006, 2017c.
- Pierre Auger Collaboration. Indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources. *ApJ*, January 2018.
- M. S. Potgieter. Solar Modulation of Cosmic Rays. *Living Reviews in Solar Physics*, 10 :3, June 2013.
- J. L. Puget, F. W. Stecker, and J. H. Bredekamp. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. *ApJ*, 205 :638–654, April 1976.
- D. Ravignani. The formulas of the angular resolution. GAP2017-003, Janvier 2017.
- M. Risse. Properties of Extensive Air Showers. *Acta Physica Polonica B*, 35 :1787, June 2004.

- P. Schechter. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *ApJ*, 203 :297–306, January 1976.
- A. Schmidt, T. Asch, M. Kleifges, H.-J. Mathes, and H. Gemmeke. New third trigger for the fluorescence telescope. GAP2007-118, 2007.
- M. Schmidt. Space Distribution and Luminosity Functions of Quasi-Stellar Radio Sources. *ApJ*, 151 : 393, February 1968.
- A. Schulz and M. Roth. Details and technical notes on fitting the energy spectrum. GAP2017-043, Juin 2017.
- T. Stanev. Ultra-high-energy Cosmic Rays and the Large-scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 479 :290–295, April 1997.
- F. W. Stecker, M. A. Malkan, and S. T. Scully. Intergalactic Photon Spectra from the Far-IR to the UV Lyman Limit for $0 < z < 6$ and the Optical Depth of the Universe to High-Energy Gamma Rays. *ApJ*, 648 :774–783, September 2006.
- M. Takeda, N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, E. Kusano, Y. Matsubara, K. Murakami, M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, S. Osone, N. Sakaki, M. Sasaki, K. Shinozaki, N. Souma, M. Teshima, R. Torii, I. Tsumishima, Y. Uchihori, T. Yamamoto, S. Yoshida, and H. Yoshii. Small-scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV observed with the akeno giant air shower array. *The Astrophysical Journal*, 522(1) : 225, 1999.
- Guillermo Torralba Elipe. *Bayesian analysis of the mass composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays using X_{\max} data recorded at the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Universidad de Santiago de Compostela, Mai 2018.
- G. Van Aar and C. Timmermans. $\langle X_{\max} \rangle$ measured with the surface detector. GAP2015-032, Avril 2015.
- Darko Veberic. Estimation of the Total Signal in Saturated Stations of Pierre Auger Surface Detector. In *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013) : Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*, page 0633, 2013.
- VERITAS Collaboration. A connection between star formation activity and cosmic rays in the starburst galaxy M82. *Nature*, 462 :770–772, December 2009.
- V. Verzi, D. Ivanov, and Y. Tsunesada. Measurement of Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays. May 2017.
- M. Vietri. On the Acceleration of UHECRs in Gamma Ray Bursts. *International Cosmic Ray Conference*, 3 :364, 1995.
- M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak, C. B. A. McCusker, and L. Horton. The arrival directions of cosmic rays above 10^{17} eV. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 12 :675–686, July 1986a.
- M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak, C. B. A. McCusker, and L. Horton. The cosmic-ray energy spectrum above 10^{17} eV. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 12 :653–674, July 1986b.
- T. Wulf. Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit. *Physikalische Zeitschrift*, 10 :152–157, 1909.
- M. S. Yun, N. A. Reddy, and J. J. Condon. Radio Properties of Infrared-selected Galaxies in the IRAS 2 Jy Sample. *ApJ*, 554 :803–822, June 2001.
- G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78, August 1966.

Titre : Étude des Rayons Cosmiques d’Ultra-Haute Énergie avec l’Observatoire Pierre Auger: de l’extraction du signal à l’interprétation du spectre en énergie

Mots clés : Rayons cosmiques, Spectre, Composition, Observatoire Pierre Auger

Résumé : L’origine et la composition des rayons cosmiques demeurent, presque un siècle après leur découverte, une question ouverte, certains résultats des expériences de détection des rayons cosmiques se contredisant même, aux énergies supérieures à 10^{18} eV. A ces énergies, le flux reçu sur Terre est si faible qu’une détection directe est impossible sur une échelle de temps raisonnable. La collaboration Pierre Auger a ainsi construit dans la Pampa argentine, un observatoire couvrant une surface de 3000 km^2 afin de déterminer les énergies, les masses et les directions d’arrivée des rayons cosmiques. Les techniques de détection déployées font de l’Observatoire Pierre Auger une référence dans le domaine des Ultra-Hautes Énergies.

Durant les trois années de mon doctorat, il m’a

été donné l’opportunité d’étudier les méthodes de détection déployées par cette expérience et de m’intéresser spécialement à son détecteur de surface dont l’extraction du signal jusqu’à la reconstruction des directions d’arrivée et des énergies des rayons cosmiques sont présentées dans ce manuscrit avec les optimisations développées, permettant l’établissement du spectre des rayons cosmiques.

L’étude de ce spectre, combinée à celle des observables de composition, obtenues par le détecteur de fluorescence, permet son interprétation en terme de masse afin de contraindre les modèles d’accélération et de propagation dans le milieu Galactique ou extragalactique.

Title : Study of the Ultra-High Energy Cosmic-Rays with the Pierre Auger Observatory : from extraction of signal to interpretation of energy spectrum

Keywords : Cosmic Rays, Spectrum, Composition, Pierre Auger Observatory

Abstract : The origin and the composition of the cosmic rays, almost one century after their discovery, remain an open question. Results of some experiments dedicated to their detection are even contradicting themselves at energies above 10^{18} eV. At these energies, the flux of the cosmic rays reaching the Earth is so low that direct detection is unthinkable in a reasonable time scale. The collaboration Pierre Auger has thus built, in the Argentine Pampa, an observatory covering an area of 3000 km^2 to determine the energies, masses and arrival directions of cosmic rays. Deployed detection techniques make the Pierre Auger Observatory a reference in the field of Ultra-High Energy.

During the three years of my thesis, I had the chance to study the detection methods deployed

by this experiment, focusing on its surface detector from the extraction of its signal to the reconstruction of the arrival direction and energy of the cosmic ray, which are presented in this manuscript along with the optimizations developed. The energy spectrum of cosmic rays is then reconstructed.

The study of this spectrum, combined with the observables of composition, deduced from the fluorescence detector, allows its interpretation in term of mass. Acceleration and propagation models in Galactic or extragalactic environment can then be constrained by this combined study.