الجمهوريـــة الجزائريـــة الديموقراطيـــة الشعبيـــة
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليـــم العالي و البحـــث العلـــمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Badji Mokhtar – Annaba
Faculté des Sciences
Département de Physique

جامعة باجي مختار-عنابة
كليـــة العلـــوم
قســـم الفيزياء

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Filière : Science de la Matière
Spécialité : Physique Théorique

Thème

Rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK

Présenté par:

Ghazala LAKEL

Jury de soutenance:

Prof. Réda ATTALLAH	Président,	Université Badji Mokhtar, Annaba
Prof. Med. Chérif TALAI	Directeur de Thèse	Université Badji Mokhtar, Annaba
Prof. Kamel ALIOUA	Examinateur	Université M.C. Messaadia, Souk-Ahras
Prof. A. Malek BOUMALI	Examinateur	Université Larbi Tebessi, Tebessa
Prof. Adel BOUCHAREB	Examinateur	Université Badji Mokhtar, Annaba
Prof. Taoufik DJEMIL	Examinateur	Université Badji Mokhtar, Annaba

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur Mohamed Chérif TALAI, pour m'avoir aidé et assisté tout au long de cette thèse. Les très nombreuses discussions que nous avons eues m'ont permis de prendre rapidement de l'assurance et de me familiariser avec la physique des rayons cosmiques. Je le remercie davantage d'avoir accepté la direction de ma thèse de Doctorat.

Je remercie Monsieur Réda ATTALLAH, Professeur à l'Université Badji Mokhtar de Annaba, d'avoir accepté la présidence du jury de ma thèse de doctorat. Je lui exprime mes profonds respects et gratitudes pour sa disponibilité et son aide.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Abd Malek BOUMALI, Professeur à l'Université Larbi Tebessi de Tebessa, Monsieur Kamel ALIOUA, Professeur à l'Université M.C.Messaadia de Souk Ahras, Taoufik DJEMIL, Professeur à l'Université Badji Mokhtar de Annaba et Adel Bouchareb, Professeur à l'Université Badji Mokhtar de Annaba, d'avoir accepté de faire partie du jury. Qu'ils trouvent ici mes reconnaissances les plus respectueuses.

Je remercie également Monsieur Rafik CHEMAM, Professeur à l'Université Badji Mokhtar de Annaba, pour ses conseils et orientations. Je le remercie profondément et lui exprime mes sentiments de respect. Et je remercie aussi Laboratoire Physique des Rayonnements.

Je n'oublierai pas aussi de remercier Messieurs Ralf ULRICH et Ralph ENGEL Directeur du Karlsruhe Institute of Technology pour m'avoir accueilli très chaleureusement au sein de leur laboratoire, lors de mon stage de courte durée.

Je voudrai également remercier l'ensemble de mes collègues et mes amis avec lesquels j'ai beaucoup appris dans une très bonne ambiance de travail.

Enfin, je remercie ma famille pour m'avoir soutenu, encouragé et supporté durant l'ensemble de mes études.

ملخص

تقوم العديد من التجارب حول العالم، مثل المرصد الأرضي (Pierre Auger) ومرصد (Telescope Array)، وقريبًا المرصد الفضائي (JEM-EUSO) بالتحقيق في الأشعة الكونية الفائقة الطاقة (Ultra High Energy Cosmic Rays)، في محاولة لحل لغز مصدرها. يُعد التركيب الكتلي لهذه الجسيمات جزءً أساسيًا من المعلومات الحاسمة لفهم المشكلة بشكل أفضل. ومع ذلك، لا يمكن ملاحظته بشكل مباشر ولكن يمكن الاستدلال عليه من القياس المتزامن للطاقة E_0 للجسيم الأساسي وعمق الغلاف الجوي X_{max} لأقصى شلال له. لا يمكن تحقيق تحويل (E_0 , X_{max}) إلى كتلة أولية إلا عن طريق محاكاة الشلالات الهوائية.

عملنا يهدف للبحث في هذا السؤال من خلال حسابات مونت كارلو(Monte Carlo) التفصيلية للشلال الهوائي التي بدأتها الأشعة الكونية فائقة الطاقة من 10^{18} إلى 10^{21} eV. تم إجراء الحسابات باستخدام البرنامج CONEX بالاشتراك مع نماذج التفاعلات الهادرونية الحديثة المختلفة. يتم مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع أحدث البيانات من التجارب الحالية.

الكلمات المفتاحية : برنامج CONEX ، عمق الشلال الهوائي، الأشعة الكونية فائقة الطاقة، منحنى الشلال الهوائي.

Abstract

Several experiments around the world, like the ground-based observatories Pierre Auger and Telescope Array, and soon the space telescope JEM-EUSO, are investigating ultra-high-energy cosmic rays, trying to solve the mystery of their origin. The mass composition of these particles is a key piece of information crucial for a better understanding of the problem. Yet it can not be observed directly but rather inferred from the simultaneous measure of the energy E_0 of the primary particle and the atmospheric depth Xmax} of its shower maximum. The conversion of (E_0, Xmax) into a primary mass can only be achieved by air-shower simulation. This work investigates this question through detailed Monte Carlo calculations of air showers initiated by ultra-high-energy cosmic rays of 10^{18} to 10^{20}eV . The calculations were carried out using the code CONEX in combination with different up-to-date hadronic interaction models. The obtained results are compared to the most recent data from the current experiments.

Keywords : CONEX code - Slant depth - UHECR - Shower profile.

Résumé

Plusieurs expériences à travers le monde, comme les observatoires au sol Pierre Auger et Telescope Array, et bientôt le télescope spatial JEM-EUSO, étudient les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, essayant de résoudre le mystère de leur origine. La composition de masse de ces particules est un élément d'information essentiel pour une meilleure compréhension du problème. Cependant, elle ne peut être observée directement mais plutôt déduite de la mesure simultanée de l'énergie E_0 de la particule primaire et de la profondeur atmosphérique Xmax du maximum de sa gerbe. La conversion de (E_0, Xmax) en masse primaire ne peut être réalisée que par des simulations de la gerbe de l'air. Ce travail examine cette question à travers des calculs Monte Carlo détaillés de gerbes d'air initiées par des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie de 10^{18} à 10^{20} eV. Les calculs ont été effectués à l'aide du code CONEX en combinaison avec différents modèles d'interaction hadronique actualisés. Les résultats obtenus sont comparés aux données les plus récentes des expériences en cours.

Mots clés : Code CONEX - profondeur atmosphérique - RCUHE - profil de la gerbe atmosphérique.

Table des matières

Introduction **11**

1 Généralités sur les rayons cosmiques **16**

1.1 Qu'est ce qu'un rayon cosmique ? 16

1.2 Un peu d'Histoire 17

1.3 Spectre d'énergie différentiel 18

1.4 Composition et abondance des rayons cosmiques 21

1.5 Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie 22

1.5.1 Le domaine d'Ultra Haute Energie (UHE) 24

1.5.2 Les techniques de détection 26

1.6 Origine des rayons cosmiques ultra haute énergie 29

1.6.1 Modèles classiques 30

1.6.2 Modèles exotiques 35

2 Rayons cosmiques d'ultra haute énergie **37**

2.1 Historique 37

2.2 Grandes gerbes de l'atmosphère 38

2.2.1 Les gerbes éléctromagnétiques 39

2.2.2 Les gerbes hadroniques 40

2.2.3 Caractéristiques de la gerbe de l'air 42

2.3 Profil longitudinal et X_{max} 44

2.4 Exemples sur le développement maximal 44

2.5 Modèle de Heitler "Toy Model" 45

2.6 Expériences des RCUHE récentes 46

2.6.1 Observatoire Pierre Auger 47

2.6.2 Telescope Array 50

2.6.3 JEM EUSO 51

3 Simulation des grandes gerbes atmosphériques : Code CONEX 54

3.1 Programme de simulation 54

3.1.1 Equations de Cascade 55

3.2 Modèles d'interaction hadronique à basse énergie 57

3.3 Modèles d'interaction hadronique à haute énergie 58

3.4 Résultats et disscussion 59

3.4.1 Distribution de N_{max} et X_{max} 60

3.4.2 N_{max} et X_{max} en fonction de l'énergie primaire E_0 60

3.4.3 N_{max} et X_{max} en fonction de l'angle zénithal 66

3.4.4 Profil longitudinal en fonction de l'angle zénithal 66

Conclusion 73

A Détecteur à scintillation 74

A.1 Introduction générale (définition) 74

A.2 Propriétés des scintillateurs 75

A.3 Types de scintillateurs 75

A.3.1 Scintillateurs organiques 75

A.3.2 Scintillateurs inorganiques : (cristaux intrinsèques ou avec activateurs) 76

A.4 Les photomultiplicateurs (PM) 77

Liste des tableaux

3.1 La différence entre les deux techniques Monte Carlo et Equation en cascade. 57

Table des figures

1-1 Nombre des particules ionisantes en fonction de l'atitude [22]. 18

1-2 Spectre differentiel des rayons cosmiques primaires en fonction de leur énergie primaire E par nucléons à partir de mesures expérimentales [31]. 19

1-3 Premier et second genoux, cheville et coupure GZK (domaine de UHE) du spectre d'énergie des rayons cosmiques [32]. 21

1-4 Abondance relative des éléments chimiques présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère (noire) comparées à celles du système solaire (rouge) [33]. 22

1-5 Spectre d'énergie des principaux noyaux constituants les rayons cosmiques au-delà de 2 GeV [34]. 23

1-6 Energie du proton en fonction de la distance propagation dans le CMB. Quelques soit l'énergie initiale du proton, son énergie passe en dessous de 10^{20}eV, cela nous indique alors que les sources doivent être proches *[30].* . 25

1-7 Spectre différentiel des RCUHE$\times$E^3 [36], [37]. 26

1-8 Accélération lors d'un choc frontal avec un miroir magnétique non relativiste. 31

1-9 Diagramme de Hillas [68]. Les droites correspondent à la condition nécessaire pour atteindre respectivement 10^{18} et 10^{21} eV pour des protons et des noyaux de fer. Les objets astrophysiques représentés en dessous de ces droites ne peuvent pas accélérer les particules au-delà de l'énergie correspondante. 31

1-10 Noyau Actif de Galaxie : shéma du noyau ; radio galaxie 3C219 ; Jet de M87. 32

1-11 Les quasars [66]. 33

1-12 Sursauts gamma [66]. 34

1-13 Shéma d'une étoile à neutrons [67]. 34

2-1 Gerbe en chambre à ionisation[82] 38

2-2 Développement d'une cascade hadronique aves ses trois composantes. . . . 40
2-3 Représentation shématique du développement d'une grande gerbe atmosphérique. L'image illustre le front de particules chargées arrivant au sol et détectées par un grand réseau de détecteurs (ici celui de l'Observatoire Pierre Auger). 43
2-4 Flux verticaux de quelque particules secondaires en fonction de la profondeur atmosphérique [84],[85]. 45
2-5 Modèle simple de cascade éléctromagnétique 47
2-6 L'Argentine et un agrandissement de la région où est construit l'Observatoire Pièrre Auger : les points représentent les 1600 stations du réseau de surface, et les 4 carrés sont les télescopes de fluorescence en périphique du réseau. 48
2-7 Le réseau de surface (SD) : cuve de Cerenkov et sa shématisation [93]. . . . 49
2-8 Le télescope de fluorescence (FD) et sa shématisation des 6 baies [94]. . . 50
2-9 Une carte de Telescope Array [95]. 51
2-10 Les deux techniques de l'expérience Telescopse Array : (SD à droite, FD à gauche)[96] 52
2-11 La mission de JEM-EUSO, détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie par l'observation de la fluorescence induite par les grandes gerbes atmosphériques. 52
2-12 Telescope (L'instrument de JEM-EUSO) 53

3-1 Différence du temps d'exécution CPU entre les deux programmes CONEX et CORSIKA (sans et avec l'option THINNING) [111]. 56
3-2 Distribution du nombre maximal de particules chargées $\langle N_{max} \rangle$ pour différentes particules primaires (photon, proton, helium, azote et noyau de fer) d'énergie égale à 10^{20}eV, en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC. 61
3-3 Distribution de la profendeur maximal du profile longitudinal de la gerbe $\langle X_{max} \rangle$ pour différentes particules primaires (photon, proton, helium, azote et noyau de fer) d'énergie égale à 10^{20} eV, en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC 62

3-4 Nombre maximal moyen ⟨Nmax⟩ des particules chargées en fonction de l'énergie E_0 pour différentes particules primaires (p, He, N, Fe) en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC. 63
3-5 Profondeur atmosphérique moyenne ⟨Xmax⟩ en fonction de log E_0 pour différentes types de particules primaires, en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC. Les barres d'erreur représentent $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$, où σ est l'écart type et N le nombre d'événements simulés. 64
3-6 Variation de la profondeur moyenne ⟨Xmax⟩ avec l'énergie E_0 pour un proton et un noyau de fer primaires. Les données d'Auger [15] et de TA [14] sont également présentées. 65
3-7 Variation de la dispersion σ(Xmax) avec l'énergie E pour un proton et un noyau de fer primaires. Les données d'Auger [15] et de TA [14] sont également présentées. 66
3-8 Nombre maximal ⟨Nmax⟩ en fonction de l'angle zénithal pour des protons et des noyaux de fer à d'énergie égale 10^{20} eV. 67
3-9 Profondeur moyenne ⟨Xmax⟩ (en haut) et dispersion σ(Xmax) (en bas) en fonction de l'angle zénithal pour des protons et des noyaux de fer à d'énergie égale à 10^{20} eV en utilisant différents modèles d'interaction hadronique (EPOS-LHC, QGSJET II-04 et SIBYLL). 68
3-10 Profil des particules chargées en fonction de l'angle zénithal pour un proton et un noyau de Fer d'énergie 10^{20} eV en utilisant EPOS-LHC comme modèle d'interaction hadronique. 69
3-11 Nombre moyen d'électrons $\langle N_e \rangle$ en fonction de l'angle zénithal pour un proton et un noyau de fer primaires d'énergie 10^{20}eV. 70
3-12 Taux R en fonction de l'angle zénithal pour un proton et un noyau de fer primaires d'énergie 10^{20} eV. 71

A-1 Niveaux d'énergie électroniques π. 76
A-2 Structure de bandes dans les crisrtaux inorganiques dopés. 77
A-3 Photo-Mutiplicateur 78

Introduction

Introduction

Les particules cosmiques primaires avec des énergies supérieures à 10^{18} eV sont appelées les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE). Ce sont les particules les plus énergétiques jamais observées sur terre. La première détection d'un rayon cosmique dans cette gamme d'énergie a été réalisée lors de l'expérience Volcano Ranch [1]. L'énergie a été estimée à environ 10^{20} eV. Le détenteur du record à ce jour est une particule cosmique d'une énergie de 3×10^{20} eV observée par le détecteur Fly's Eye [2]. Bien que connue depuis de nombreuses décennies, l'origine des RCUHE laisse encore perplexe les scientifiques. De plus, le mécanisme d'accélération capable de générer de telles énergies extrêmes reste inconnu. L'identification des sources énigmatiques des RCUHE révélera certainement certains des accélérateurs astrophysiques les plus puissants existant dans l'Univers ([3] , [4] , [5]).

Le flux des RCUHE extrêmement faible, la taille limitée du détecteur et le temps d'observation rendent la détection directe d'évènements individuels tout simplement impossible. Heureusement, lorsqu'une telle particule pénètre dans l'atmosphère terrestre, elle entre en collision avec les noyaux d'air et crée ce qu'on appelle une gerbe de l'air, qui est une énorme cascade de particules secondaires détectables au sol [6]. Une grande gerbe de l'air est généralement accompagnée d'un rayonnement Cherenkov, d'une émission radio et d'une lumière fluorescente, et s'étale sur une grande surface au sol. Les mesures des grande gerbes atmosphériques sont couramment utilisées pour déduire les propriétés des RCUHE primaires.

L'Observatoire Pierre Auger (Auger) en Argentine [7] et le Telescope Array (TA) aux États-Unis [8] sont les principales expérimentations actuellement en cours dans ce domaine. Ce sont, toutes les deux, des expériences hybrides à grande échelle, combinant deux techniques d'observation complémentaires pour améliorer la qualité des données. Ils déploient un vaste réseau de détecteurs de particules au sol ainsi qu'un ensemble de

télescopes qui collectent la lumière de fluorescence émise par l'azote atmosphérique excité par la gerbe. Auger et TA ont étudié les UHECR au cours de la dernière décennie avec une précision et des statistiques sans précédent, fournissant des informations inestimables sur le spectre d'énergie, la composition de la masse et l'anisotropie des directions d'arrivée. Ces trois observables fournissent des indices très importants sur l'origine des RCUHE.

Jusqu'à présent, les principaux résultats de la recherche intensive dans le domaine des RCUHE peuvent être résumés par les points suivants :

- Le spectre observé présente deux caractéristiques majeures encore mal comprises. La première est un durcissement du spectre vers 4×10^{18} eV, aussi appelé « cheville » du spectre, et la seconde est une forte décroissance au-dessus de 4×10^{19} eV ([8], [9]). Cette suppression de flux se produit à peu près à la même énergie que celle attendue de l'effet GZK recherché depuis longtemps, qui décrit l'atténuation de l'énergie des protons des rayons cosmiques et des noyaux plus lourds dans les interactions avec les photons de fond cosmique des micro-ondes (CMB) (Greisen, 1966 [10] ; Zatsepin [11] & Kuz'min, 1966 [12]). Cependant, on ne peut exclure la possibilité d'un manque d'énergie aux accélérateurs cosmiques [13].
- Les mesures Pierre Auger et TA indiquent une composition légère autour de la cheville ([9] ; [14]). Au-dessus de 10^{19} eV, les données Auger [15] et TA [14] montrent une tendance progressive vers une composition élémentaire plus lourde. Les données des deux expériences s'avèrent tout à fait compatibles dans les incertitudes expérimentales à toutes les énergies [16].
- Sous la cheville, les directions d'arrivée sont fortement isotropes [7]. Aux énergies plus élevées, Auger et TA ont signalé de fortes notes d'anisotropie. Les données TA montrent une concentration d'événements (hotspot) au-dessus de 5.7×10^{19} eV autour de la Grande Ourse [14]. Les données Auger indiquent l'existence d'une anisotropie à grande échelle au-dessus de 8×10^{18} eV à un niveau de signification statistique supérieur à 5.2 σ [7]. Ces observations constituent les premières preuves expérimentales d'une origine extragalactique des rayons cosmiques aux plus hautes énergies.

Au début de l'évolution d'une grande gerbe de l'air (la phase de développement), les interactions successives conduisent à une augmentation du nombre de particules secondaires et, par conséquent, l'énergie moyenne par particule diminue. Cependant, les particules perdent progressivement leur énergie tout au long de leur parcours en exci-

tant et en ionisant les molécules d'air, les moins énergétiques étant littéralement arrêtées. Lorsque l'énergie moyenne par particule tombe en dessous d'une valeur critique, le nombre de particules en mouvement diminue (la phase d'extinction). Lors du passage de la phase de développement à la phase d'extinction, le nombre de particules secondaires dans la gerbe atteint une valeur maximale N_{max}. Cette quantité est proportionnelle à l'énergie E_0 de la particule cosmique primaire, quelle que soit sa masse. La profondeur atmosphérique de la gerbe à son maximum de développement longitudinal, notée X_{max}, est très sensible à la masse primaire, car différentes particules primaires produisent différentes valeurs moyennes $\langle X_{max} \rangle$ et différentes dispersions (RMS) $\sigma(X_{max})$ [7].

La mesure simultanée de E_0 et X_{max} est la technique la plus fiable pour étudier la composition massique des RCUHE et ainsi aider à mieux éclairer la question de leur origine. Ces deux paramètres peuvent être observés directement avec des télescopes à fluorescence qui permettent de mesurer le profil longitudinal des grandes gerbes atmosphériques. C'est le cas avec Auger et TA comme mentionné ci-dessus, ils ont de tels dispositifs en plus des détecteurs de surface qui mesurent la distribution latérale des grandes gerbres atmosphérique. La prochaine génération d'instruments consacrés à l'investigation des rayons cosmiques d'énergie extrême, tels que les détecteurs spatiaux JEM-EUSO [17] et POEMMA [18], ne sera constituée que de telescopes à fluorescence d'air.

La conversion des mesures $\langle X_{max} \rangle$ et E_0 en termes de masse primaire ne peut être obtenue qu'au moyen de simulation des grandes gerbes de l'air. Il convient de souligner ici que la détermination de la masse primaire n'est pas possible événement par événement. Elle est plutôt déduite sur une base statistique de la comparaison des observables $\langle X_{max} \rangle$ et E_0 avec les prédictions de différents modèles théoriques. De plus, il est important de noter que l'interaction hadronique est mal connue à ultra-haute énergie, ce qui entraîne des incertitudes dans les simulations des grandes gerbes de l'air et donc dans l'évaluation de la composition massique des particules RCUHE.

Nous présentons ici les résultats de notre étude numérique de la composition massique des RCUHE, réalisée avec le programme CONEX ([19] ; [20]) en association avec différentes modèles d'interaction hadronique à haute énergie post-LHC. Nous examinons en profondeur la sensibilité de $\langle X_{max} \rangle$ et $\sigma(X_{max})$ à la masse de la particule primaire et tirons des conclusions significatives de la comparaison avec les données les plus récentes de l'Observatoire Auger et de l'expérience TA. Nous discutons également des facteurs physiques qui peuvent avoir un impact notable sur cette sensibilité, tels que l'angle zénithal de la

particule primaire.

Dans cette thèse, le premier chapitre a été consacré à quelques aspects des rayons cosmiques, entre autre leur définition, un peu d'histoire les concernant, une présentation de leur spectre différentiel et de leur composition chimique, un aperçu sur leurs mécanismes d'accélération, puis en passant au domaine d'UHE, les techniques de détection et, enfin, l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

Le deuxième chapitre décrit l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère en passant en revue les principaux phénomènes qui se produisent au cours du développement de la grande gerbe atmosphérique et qui sont, ensuite, exploités pour la détection et la reconstruction des principales caractéristiques de la particule primaire à savoir sa direction d'arrivée, son énergie et, si possible, sa nature. Après, en passant au profil longitudinal et X_{max}, nous présentons des exemples sur le développement maximal, le modèle de Heitler "Toy Model" et les expériences des RCUHE récentes comme l'Observatoire Pièrre Auger, l'expérience Telescope Array et le Telescope spatial JEM EUSO.

Le dernier chapitre, est, dédié à la simulation numérique des grandes gerbes de l'air. En effet, l'interprétation des données expérimentales nécessite la réalisation de simulations détaillées du développement des grandes gerbes de l'air. Ces simulations, tenant compte de toutes les interactions pertinentes ayant lieu dans la gerbe, permettent de déduire les principales caractéristiques de la particule cosmique primaire, telles que son énergie, sa masse et sa direction d'arrivée. Pour ce faire, le code CORSIKA (programme purement Monte Carlo) est le standard de facto. Malheuresement, la simulation Monte Carlo des grandes gerbes de l'air initiées par des particules primaires d'UHE nécessite un énorme temps d'exécution qui dépasse les performances de toutes les machines à notre disposition . Pour contourner cette difficulté, nous avons utilisé le code CONEX fourni avec le code CORSIKA par les chercheurs du KIT (Karlsruhe Institute of Technology).

Nous avons ainsi déterminé certaines observables qui vont nous permettre de reconstituer la trajectoire et l'énergie de la particule primaire, ainsi que la profondeur atmosphérique maximale du profile longitudinal de ces gerbes, X_{max} et $\sigma(X_{max})$. Ce paramètre et ses fluctuations sont très sensibles à la masse des particules cosmiques primaires, le nombre maximale des particules chargées N_{max}, l'efffet de l'angle zinithal θ et aussi les nombres des électrons moyens N_e.

Enfin, ce travail se termine par une conclusion générale qui résume les résultats obtenus et les perspectives futures.

Chapitre I :

Généralités sur les rayons cosmiques

Chapitre 1

Généralités sur les rayons cosmiques

Dans cette première partie, nous rappelons brièvement ce que sont les rayons cosmiques et leur découverte. Aprés nous décrivons leur spectre différentiel et leurs propriétés. Nous poursuivons en présentant la composition chimique et l'abondance élémentaire. Puis nous présentons la coupure GZK (le domaine d'Ultra Haute Energie), ensuite nous expliquons les téchniques de détection de ces rayons. Enfin, nous terminons par l'origine et les sources astrophysiques éventuelles de ces rayonnements.

1.1 Qu'est ce qu'un rayon cosmique ?

Les rayons cosmiques sont des noyaux atomiques et des particules élémentaires qui voyagent dans l'espace à des vitesses voisines de celle de la lumière. Ces rayonnements nous informent sur des phénomènes astrophysiques violents (de haute énergie) qui ont lieu à l'intérieur ou à l'extérieur de notre Galaxie. En arrivant en haut de l'atmosphère terrestre, ils la pénetrent et entrent en collision avec les noyaux d'azote ou d'oxygène, et produisent une gerbe ou cascade de particules secondaires. Cette gerbe peut soit parvenir au sol, soit être absorbée par l'atmosphère. Une question fondamentale se pose, d'où viennent ces particules et comment acquièrent-elles cette énorme énergie ?

A vrai dire, l'origine de ces rayons n'est pas très bien connue. Il est clair que la plupart d'entre eux viennent de notre Galaxie, et les rayons cosmiques de très haute énergie sont probablement d'origine extragalactique. Ces rayons cosmiques sont toutefois classés en trois catégories :

- Les rayons cosmiques primordiaux, qui sont produits à partir de la source avant qu'ils ne se propagent à travers l'espace ;

– Les rayons cosmiques primaires, ce sont ceux qui parviennent en haut de l'atmosphère ;
– Les rayons cosmiques secondaires, qui sont le produit de l'interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère.

1.2 Un peu d'Histoire

L' histoire des rayons cosmiques remonte au début du XXe siècle.

– 1900, Charles Thomson Ress Wilson [21] découvre que l'atmosphère est continuellement ionisée (Prix Nobel 1927).
– 1912, le physicien autrichien Victor Hess emporte une chambre d'ionisation lors de vols en ballon, il montre une augmentation de l'ionisation de l'atmosphère entre 1000 et 5000 m.
– 1914, les resultats de Hess sont confirmés par Kolhoster [23] jusqu'a une altitude de 9 km, ce qui montre que la source responsable de cette ionisation est d'origine extraterrestre (voir la figure 1-1).
– 1925, le sens du terme "rayon cosmique" est introduit par Milikan pour désigner ce rayonnement ionisant.
– Au cours des années 30, Compton montre que ces rayons devaient avoir une charge électrique car ils sont sensibles au champ magnétique terrestre.
– 1938, Pierre Auger [24] , qui avait installé des détecteurs dans les Alpes, constate que deux détecteurs, installés à plusieurs mètres l'un de l'autre, signalaient l'arrivée de particules exactement au même instant. Auger venait de découvrir les grandes gerbes de l'air (Extensive Air Showers ou EAS). Les particules qui atteignent la surface de la Terre sont en fait des particules secondaires créées lors de l'interaction des particules primaires avec l'atmosphère. Auger estime les énergies des particules primaires à environ 10^{15} eV. Cette énergie est 10 millions de fois plus grande que celle connue à cette époque. On ne connaissait aucun processus susceptible d'accélérer des particules jusqu'à une telle énergie.

Par ailleurs, la physique des particules a vu le jour grâce à l'observation des rayons cosmiques, avant l'arrivée des accélérateurs de particules. Parmi ces découvertes citons celles du positron e^+ (prédit par Dirac en 1928) en 1932 par Anderson (prix Nobel 1936), du muon $\mu^\pm$ en 1937 par Anderson et Neddermayer, du pion $\pi^\pm$ par Lattes et Powell en

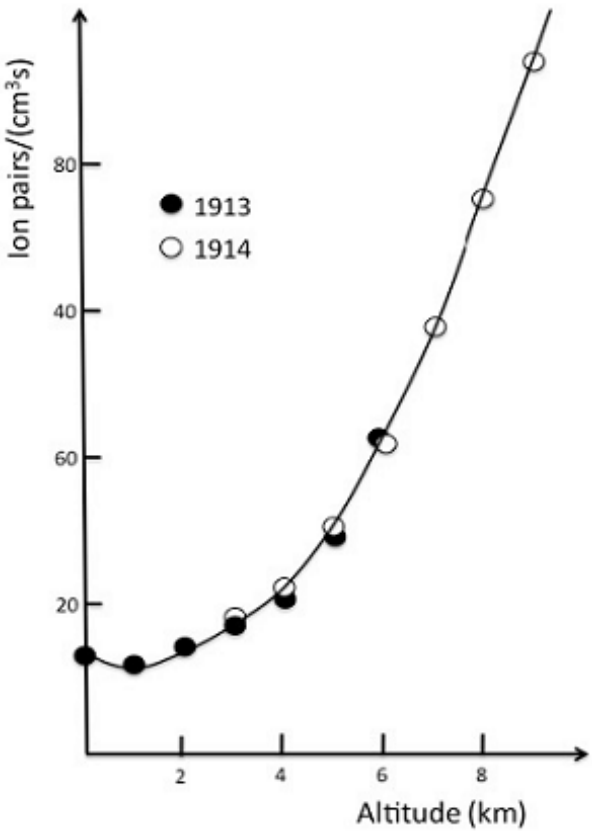

FIG. 1-1 – Nombre des particules ionisantes en fonction de l'atitude [22].

1947.

La première expérience qui détecta une énergie estimée a plus de 10^{20} eV (16 J !) eut lieu à Volcano Ranch [1] en 1963 au Nouveau Mexique (USA). Dans le même temps, la découverte du rayonnement du fond cosmologique (**CMB**) par Penzias et Wilson en 1964 [25] posa de nouvelles questions en ce qui concerne la propagation de ces rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Depuis, d'autres événements de plus de 10^{20} eV ont été détectés par différentes expériences : Fly's Eye [2], AGASA [26], HIRES [27], AUGER [24]...

1.3 Spectre d'énergie différentiel

Le spectre d'énergie différentiel des rayons cosmiques est représenté sur la figure 1-2. Il décroît fortement avec l'énergie des particules. Il s'étend sur 32 ordres de grandeur et sur 12 décades d'énergie. De plus, la décroissance du flux semble bien régulière en une loi de puissance donnée par :

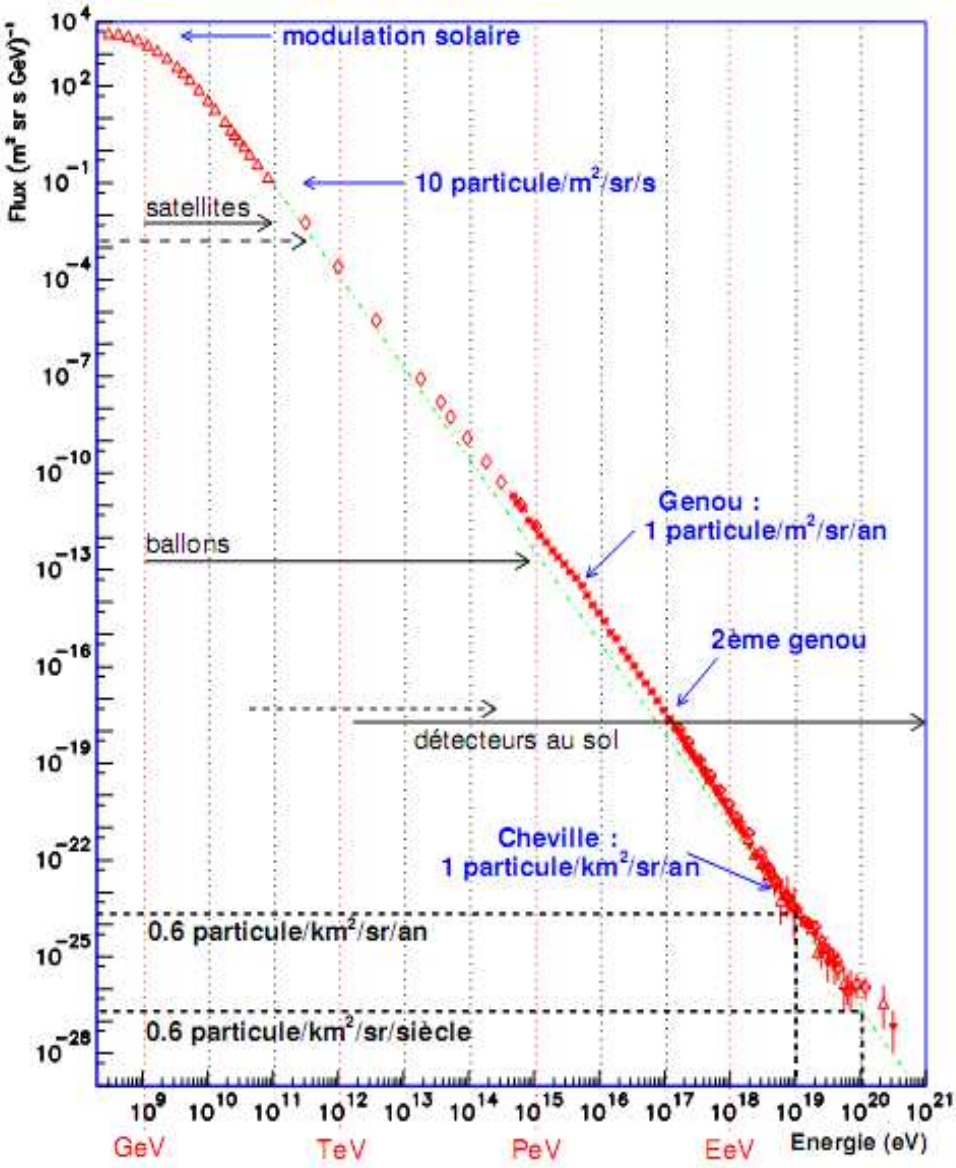

FIG. 1-2 – Spectre differentiel des rayons cosmiques primaires en fonction de leur énergie primaire E par nucléons à partir de mesures expérimentales [31].

$$\phi(E) = \frac{dN}{dE} = \phi_0 E^{-\gamma} \tag{1.1}$$

où γ est l'indice spectrale, E l'énergie de la particule primaire, $\phi(E)$ le flux des particules primaires et ϕ_0 une constante.

Mais ce spectre présente toutefois plusieurs régimes avec quelques irrégularités :

- A basse énergie en dessous du GeV, le spectre est atténueé par le vent solaire. Les rayons cosmiques à ces énergies sont largement influencés par l'intensité de l'activité solaire (le cycle du Soleil de période 11 ans [28]).
- Entre $10^9 - 10^{15}$ eV : le spectre suit la loi de puissance (fig 1-2) d'indice $\gamma = 2.7$. Dans cette gamme d'énergie, le flux est important, alors la détection est directe grâce à expériences embarquées sur des ballons ou des satellites, ce qui permet d'accéder à la nature des particules. L'origine supposée de ces rayons cosmiques est galactique.
- Vers 3×10^{15} eV, un premier changement de pente s'effectue : c'est "le **genou**", l'indice vaut alors $\gamma = 3$. A partir de ces énergies, une contrainte instrumentale apparaît. Le flux est tellement faible (une particule par m^2 et par an), alors la détection de ces rayons cosmiques ne peut être qu'indirecte, via les cascades de particules générées dans l'atmosphère.
- Vers 10^{17} eV on observe un second genou, l'indice vaut alors $\gamma = 3.2$. Tout comme le genou, ce changement de régime est difficilement explicable. Après ce second genou, l'origine extragalactique est l'hypothèse la plus fréquemment admise.
- A 5×10^{18} eV, on voit un autre changement de pente s'effectue : c'est la **cheville,** l'indice spéctral devient $\gamma = 2.7$. Le flux est décroit fortement avec l'énergie, par rapport au genou (une particule par km^2 et par an). Les candidats pour les sources sont les pulsars, les noyaux actifs de galaxie (Active Galaxy Nucleus ou AGN) et les sursauts gamma.
- Au-delà de la cheville, à une énergie supérieure à 5×10^{19} eV, l'indice vaut $\gamma = 2.2$, c'est le domaine des rayons cosmiques ultra haute energie extrême. On remarque une nette diminution du flux, que l'on voit mieux sur la figure 1-3 appelée la coupure "GZK" (Greisen [11], Zatsepin et Kuzmin [12]), due à l'interaction des protons d'ultra haute énergie avec les photons du fond diffus cosmologique (CMB).

La figure 1-3 réprésente le spectre en énergie multiplié par E^3 pour mettre en évidence les changements d'indice γ dans différentes régions. Cette figure est basée sur des résultats

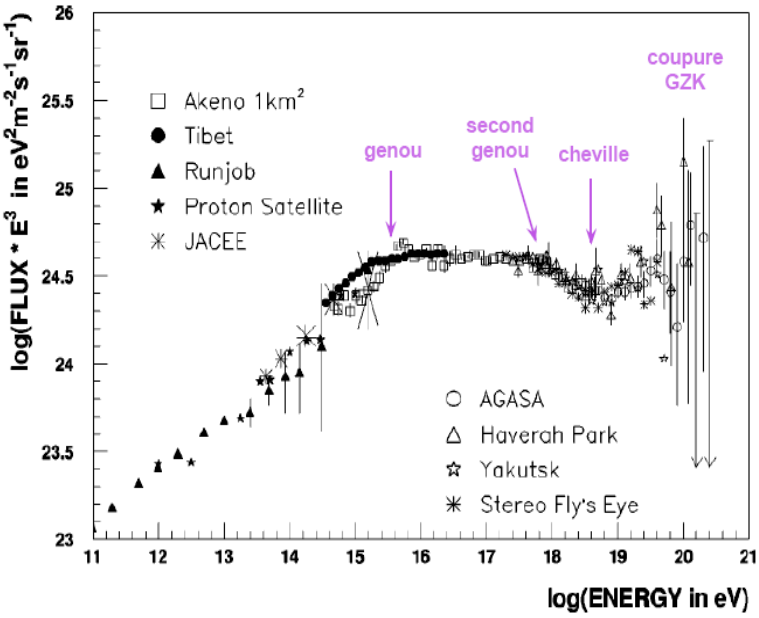

FIG. 1-3 – Premier et second genoux, cheville et coupure GZK (domaine de UHE) du spectre d'énergie des rayons cosmiques [32].

expérimentaux .

1.4 Composition et abondance des rayons cosmiques

Sans doute, la tâche la plus ardue, lors de l'étude des rayons cosmiques, est la détermination de leur composition.

A basse énergie, c'est-à-dire jusqu'a quelques centaines de TeV, les rayons cosmiques sont composés de noyaux atomiques à 98%, les 2% restant sont des électrons.

Les noyaux sont essentiellement :

– Des protons (85%),

– Des noyaux d'hélium (12%),

– Et le reste est constitué de noyaux plus lourds(1%).

La figure 1-4 présente les abondances relatives des différents noyaux dans les rayons cosmiques comparées à celles du système solaire à basse énergie (quelques TeV)[33]. On peut noter que ces deux compositions sont similaires bien que des différences apparaissent pour les éléments plus légers que le carbone (Li-Be-B) et que le fer (sub-Fe) pour lesquels les abondances cosmiques sont beaucoup plus importantes. Ceci s'explique par le fait que ces espèces (Li-Be-B) et Sub-Fe, sont issues de la fragmentation du rayonnement primaire

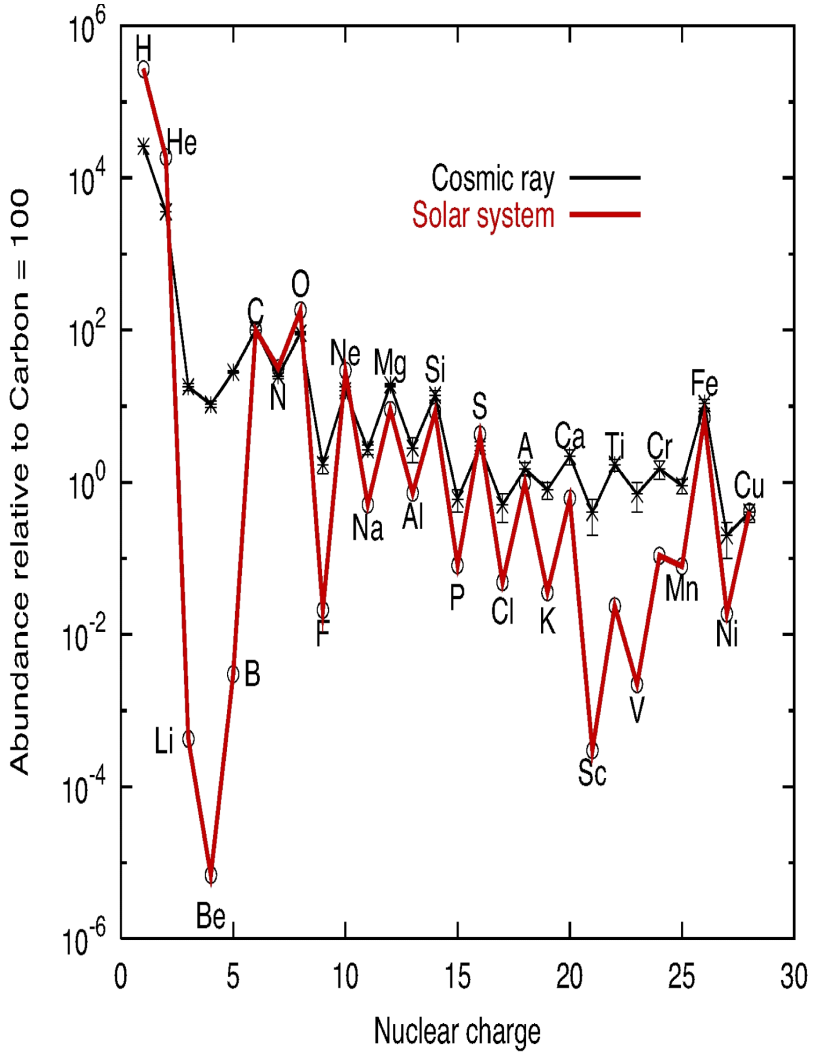

FIG. 1-4 – Abondance relative des éléments chimiques présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère (noire) comparées à celles du système solaire (rouge) [33].

dans le milieu interstellaire. Grâce à la combinaison des résultats obtenus par de nombreux dispositifs embarqués, nous avons aujourd'hui une image assez précise de la répartition des énergies et des masses atomiques des rayons cosmiques ; la figure 1-5 présente les spectres énergétiques de la plupart des hadrons qui constituent les rayons cosmiques primaires à partir de 2 GeV [34].

1.5 Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie

Nous nous intéressons à présent aux ultra-hautes énergies, c'est-à-dire supérieures à 10^{18} eV, domaine pour lequel l'unité d'énergie adaptée et l'exa-electronvolt :1 EeV=10^{18} eV .

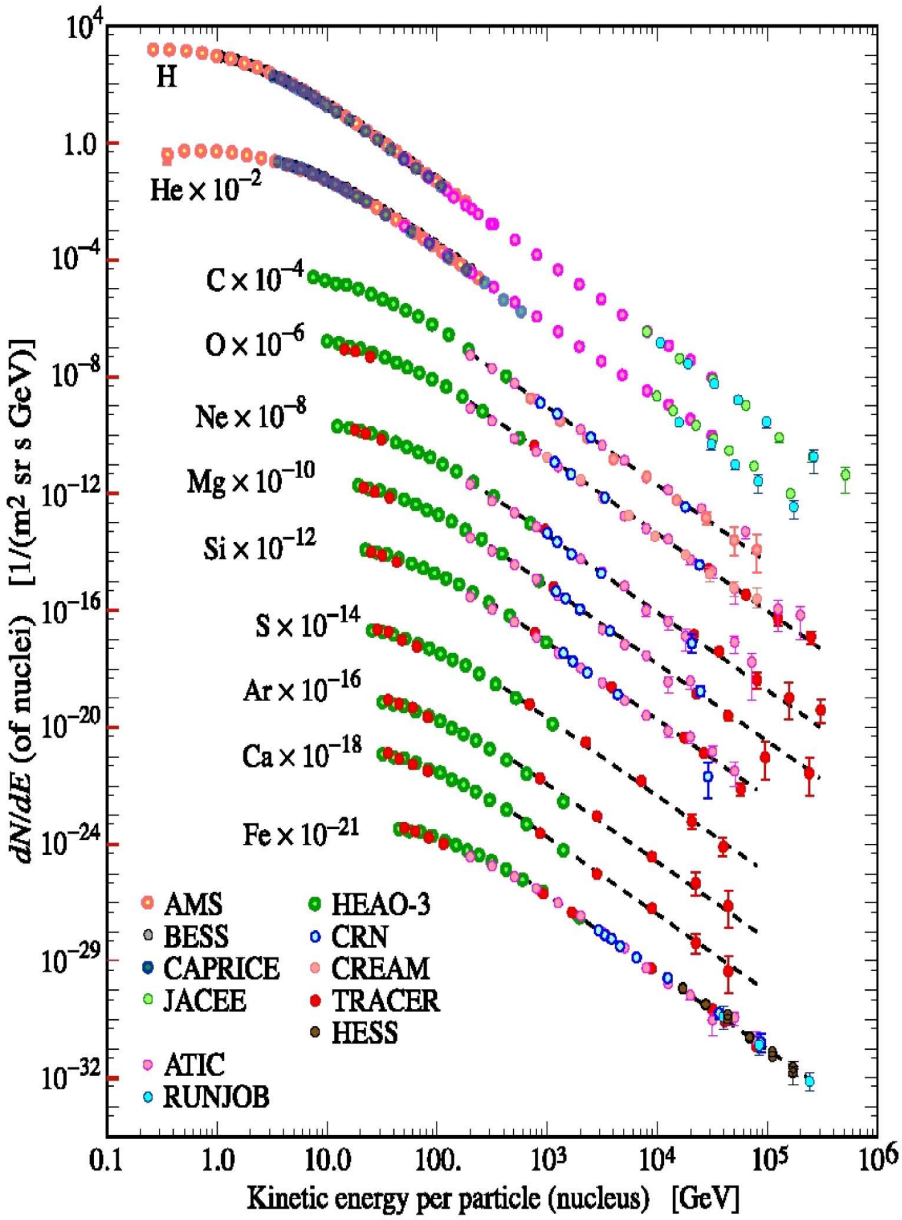

FIG. 1-5 – Spectre d'énergie des principaux noyaux constituants les rayons cosmiques au-delà de 2 GeV [34].

1.5.1 Le domaine d'Ultra Haute Energie (UHE)

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergies (RCUHE) posent une autre question que leur simple production dans des sources astrophysiques. Leur propagation dans l'éspace sur de grandes distances est aussi une question ouverte car ils ne devraient pas pouvoir arriver jusqu'à nous en gardant une telle énergie.

En 1966, un an après la découverte du fond diffus cosmologique (**CMB**), K. Greisen [10], G. T. Zatspin et V. A. Kuzmin [11], [12] montrent l'existence de la coupure "GZK" du nom de ces trois physiciens qui l'ont prédite. Cette coupure, ou limite GZK, représente l'énergie maximale des rayons cosmiques provenant d'éventuelles sources extragalactiques. Toutefois, quelques expériences des RCUHE, comme Auger [29] et Telescope Array (TA), ont pu obserer des évènements bien au-delà de cette limite. Ces particules font toujours l'objet d'études intéressantes qui essayent de léver le voile sur les raisons de tels dépassements. Cette coupure calculée théoriquement ([10], [12]) peut être expliquée par le fait que l'interaction d'une particule cosmique d'énergie $\rangle\ 5 \times 10^{19}$ eV avec des photons du fond diffus cosmologique diminue son énergie au cours de sa propagation.

Il existe deux processus principaux d'interaction entre un proton énergétique et un photon du fond diffus comologique :

– La production de paire ($e^{\pm}$) :

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^{+} + e^{-} \tag{1.2}$$

– La photo-production de pions :

$$\begin{aligned} p + \gamma_{CMB} &\rightarrow p + \pi^{0} \\ p + \gamma_{CMB} &\rightarrow n + \pi^{+} \\ p + \gamma_{CMB} &\rightarrow \Delta^{++} + \pi^{-} \end{aligned} \tag{1.3}$$

Le seuil d'énergie pour la production de paires d'électrons-positrons est environ 5×10^{17} eV et de 7×10^{19} eV pour la production de pions.

La figure 1-6 présente la propagation d'un proton à différentes énergies initiales à partir de 10^{20}, 10^{21} et 10^{22} eV, dans le fond cosmologique de photons [30]. C'est-à-dire si

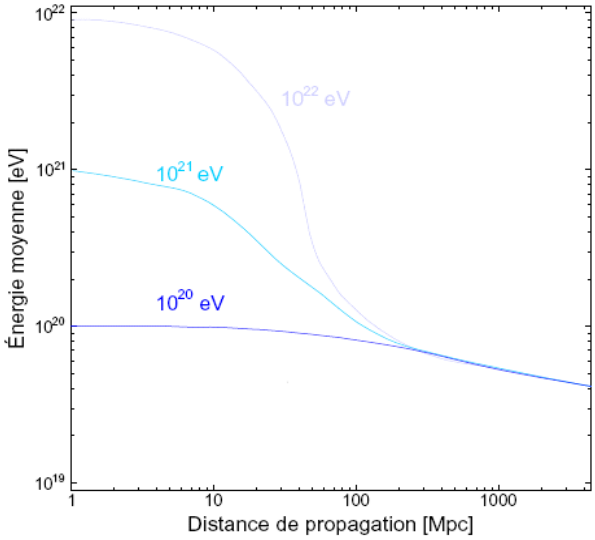

FIG. 1-6 – Energie du proton en fonction de la distance propagation dans le CMB. Quelques soit l'énergie initiale du proton, son énergie passe en dessous de 10^{20}eV, cela nous indique alors que les sources doivent être proches *[30]*.

l'on détecte des évenements à plus de 10^{20} eV, les sources seraient proches à moins de 100 Mpc On remarque que l'énergie d'un proton émis à une énergie inférieure à 10^{22} eV ne peut dépasser 2×10^{21} eV après 30 Mpc et 10^{20} eV après 100 Mpc.

Nous nous attendons donc à observer une forte diminution du spectre des rayons cosmiques autour de 5.7×10^{19} eV si les rayons cosmiques sont des protons provenant de sources à des distances cosmologiques (défauts topologiques, AGN, etc.). Ce résultat obtenu en 1964 par Greisen, Zatsepin et Kuzmin porte le nom de ses créateurs. C'est la fameuse coupe GZK.

La figure 1-7 présente le spectre des RCUHE mésuré par les expériences HIRES (High Resolution fly's Eye télescopes à fluorescence installés dans l'Utah aux Etats-Unis) et AGASA (Akeno Giant Air Shower Array, détecteur à scintillateurs au sol installé à Akeno au Japon). Nous remarquons la discordance des résultats. Cet écart entre les deux résultats est sans doute octroyé aux erreurs systématiques associées à l'une ou à l'autre de ces expériences. Par ailleurs, la statistique reste trop faible pour apporter des conclusions fiables. Mais cette coupure a été confirmée un peu plus tard par les resultats de l'expérience Auger.

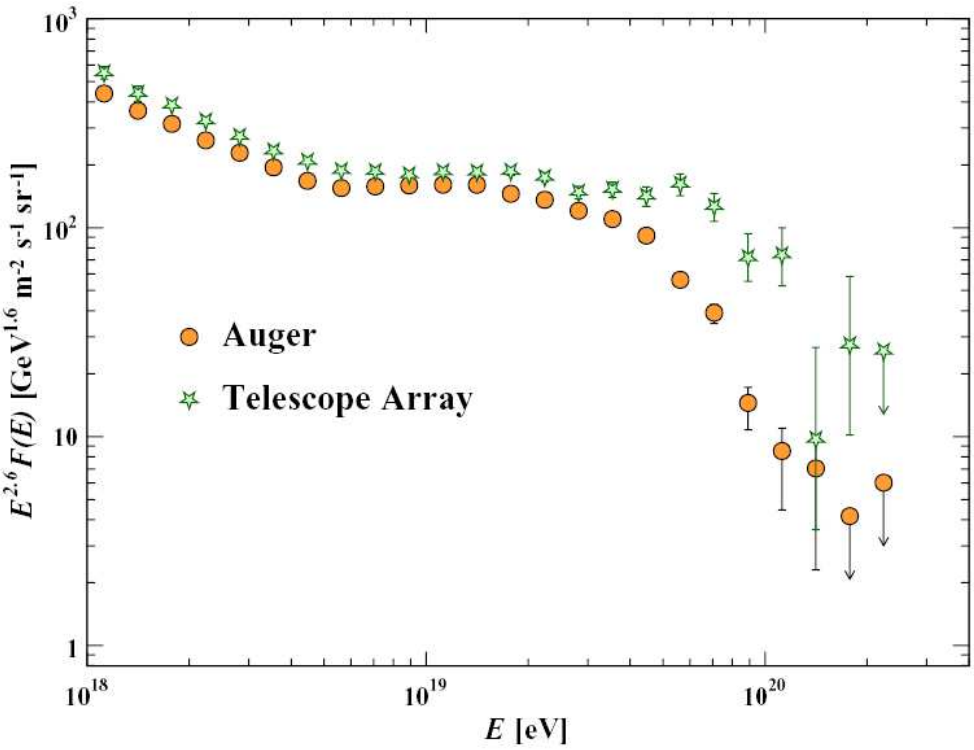

FIG. 1-7 – Spectre différentiel des RCUHE×E^3 [36], [37].

1.5.2 Les techniques de détection

Depuis un siècle, plusieurs techniques ont été développées pour essayer de résoudre l'énigme de l'origine et la nature des rayouns cosmiques. Ces techniques peuvent être classées en deux catégories : la détection directe et la détection indirecte.

Détection directe

Il est clair que la technique de détection des rayons cosmiques est basée sur leur domaine d'énergie. Pour les basses énergies et jusqu'à quelques TeV, le flux des rayons cosmiques est important et la détection est directe grâce à des instruments embarquées sur des ballons ou des satellites.

La détection directe d'un rayon cosmique nous permet de déterminer toutes ses caractéristiques : énergie, masse, charge, et donc sa nature. A titre d'exemple, on peut citer quelques expériences qui se font à bord de ballons dans la haute atmosphère, comme BESS [38], ATIC [39], CREAM [40], RUNJOB [41],JACEE [42]....ou celles installées dans des satellites, tels que AGILE, PAMELA, ou encore dans l'espace comme l'expérience AMS [43].

Détection indirecte

A haute énergie, le flux est faible. Il est de l'ordre d'une particule par jour et par mètre carré. La mesure directe devient alors difficile, voire impossible.

La mesure au-delà de 10^{14} eV ne peut pas se faire que de manière indirecte. Cette méthode repose sur la détection des rayons cosmiques secondaires engendrés par l'interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère terresre. Ensuite, on détermine les caractéristiques des rayons cosmiques primaires grâce aux programmes de recontruction de la gerbe de l'air.

Il existe plusieurs méthodes de détection des rayons cosmiques de haute énergie que nous verrons plus en détails par la suite.

Détecteurs au sol Dans cette technique, il y a deux types de detecteurs au sol, **detecteurs à effet Cerencov** et **scintillateurs**. Les premiers reposent sur le principe de détection de la lumière Cerenkov émise quand une particule chargée traversant un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. Les scintillateurs sont des matériaux qui convertissent l'énergie de particules incidentes en photons. Les détecteurs à effet Cerenkov utilisent de l'eau dans des tanks munis de tubes photomultiplicateurs qui collectent la lumière émise. Des signaux électriques sont obtenus en sortie, ils sont proportionnels au nombre et à l'énergie des particules arrivants dans les détecteurs. Dans les scintillateurs, on remplace l'eau des détecteurs à effet Cerenkov par du plastique (matériaux scintillateurs transparents). Pour ne détecter que les muons, on couvre les scintillateurs d'un bouclier de plomb dont l'épaisseur fixe le seuil minimal en énergie des muons.

Les détecteurs au sol sont utilisés pour détecter les muons, les électrons, les positrons et également les photons. En plaçant plusieurs de ces détecteurs les uns à coté des autres (réseau), et en établissant une bonne corrélation en temps entre eux, nous pouvons détecter le passage d'une gerbe et la reconstruire. Ceci nous permet de déterminer la nature, l'énergie et la direction d'arrivée de la particule primaire.

Par exemple, parmi les expériences utilisant cette technique, on peut citer l'expérince Kaskade [44], SUGAR [45], Yakustk [46] et Volcano Ranch [47].

L'avantage de la détection au sol est que le réseau de détecteurs fonctionne jour et nuit. Son inconvénient est qu'elle nécessite le déploiemment l'instrumentation sur une grande surface.

Détecteurs de fluorescence Les rayons comsiques, en traversant l'atmosphère, excitent les molécules de diazote. Celles ci émettent une lumière fluorescente, dans le proche ultra violet ($300-420$ nm). Cette lumière est collectée par des miroirs et réflechie vers des tubes photomultiplicateurs. L'atmosphère est un milieu scintillant qui produit une intensité lumineuse proportionnelle à l'énergie déposéé. Les éxpériences se basant sur la mesure de la fluorescence de l'air utilisent donc l'atmosphère comme un gigantesque calorimètre. Grâce à la détection de fluorescence, on peut identifier la nature de la particule primaire et estimer son énergie. En mesurant l'intensité de fluorescence qui est fonction du nombre de particules secondaires constituants la gerbe, on obtient une estimation de l'énergie. On identifie la nature du primaire en déterminant l'altitude du maximum de développement longitudunale de la gerbe. Malheuresement, cette méthode souffre de plusieurs inconvénients :

1. Elle est très sensible aux variations atmosphériques.
2. L'observation n'est possible que les nuits sans présence de la lune.
3. Les expériences qui utilisent la fluoresence atmosphériques sont Fly-Eye's [52] et HiRes [53], Pierre Auger [7] et Telescope Array [8].

Fly-Eye's est composée d'un ensemble de stations au sol observant le ciel dans toutes les directions, formant ce qu'on appelle un detecteur " oeil de mouche". Ses stations se trouvent sur plusieurs sites pour augmenter la surface observée et obtenir des évènements en mode stéréo.

HiRes utilise le meme principe que Fly Eye's mais avec une meilleure résolution angulaire qui lui permet de détecter les gerbes atmosphériques plus éloignées et alors de couvrir une surface d'atmosphère plus importante.

Détecteurs de neutrinos Les rayons cosmiques d'ultra haute énergies peuvent aussi être des neutrinos. Pour détecter ces neutrinos cosmogéniques, on détecte les gerbes atmosphériques qu'il produisent en interagissant sur terre. La section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière est beaucoup plus faible que celle des autres particules cosmiques. Donc le neutrino doit traverser un long libre parcours dans la matière avant de produire sa première interaction. Plusieurs expériences traquent les neutrinos dans des milieux beaucoup plus denses que l'atmosphère. On peut citer les expériences suivantes : AMANDA [55] , Ice Cube [56] qui utilisent la glace ou d'autres expériences qui utlisent

l'eau comme ANTARES [57], et NESTOR [58].

Radiodétection C'est une nouvelle technique de détection des rayons cosmique d'ultra haute énergie (RCUHE) basée sur la mesure du champ électrique induit par les gerbes atmosphériques en cours de développement. Le champ électrique est un signal trés faible de quelques centaine de nanosecondes couvrant une large zone de fréquence du MHz à quelques centaines MHz [59].

Les deux expériences suivantes faites grâce à des antennes radio ont montré que ce champ est tout à fait détectable.

L'expérience CODALEMA [60] qui utilise l'observatoire radio de Nançay a montré qu'il est possible de reconstruire les caractéristiques des rayons cosmiques en utilisant seulement le signal radio.

L'expérience LOPES [61] qui utilise un réseau de radio detecteurs sur le site de KASKADE à Karlsruhe .

Et comme nous le savons pour détecter les RCUHE, il faut un réseau de radio détecteurs couvrant une grande surface tel que l' ambitieux projet LOFAR (Low Frequency Array) qui pourrait couvrir une surface de 200000 km^2.

1.6 Origine des rayons cosmiques ultra haute énergie

Jusqau' à ce jour, Les sources des rayons ne sont pas bien connues par les astrophysiciens, donc les RCUHE sont encore mysterieuses et toujours une question ouverte. Cependant, il existe plusieurs modeles plus ou moins précises permettant d'accélérer des particules a de telles énergies (ces énergies pourraient etre révélatrices de nouvelle physique).

Géneralement, on peut séparer les mécanismes de production de RCUHE en deux catégories :

- **Bottom-up** qui supposent que les RCUHE ont été accélérés.
- **Top-down** qui supposent que les RCUHE n'ont pas été accélérés mais sont produits à cette énergie.

1.6.1 Modèles classiques

En 1949 Fermi [62] proposa un mécanisme d'accélération, dans lequel les particules gagnent de l'énergie lorsqu'elles rencontrent des nuages de gaz ou de poussière qui se déplacent vers elles. Ces nuages contiennent un fort champ magnétique qui dévie la trajectoire des rayons cosmiques. Ils agissent sur une particule chargée comme une raquette sur une balle et fournissent de l'énergie cinétique à la particule (voir figure 1-8).

Les rayons cosmiques peuvent atteindre des énergies gigantesques par chocs successifs. Mais le temps d'accélération moyen du modèle est colosal. Ceci constitue un problème de taille du fait qu'il faut une durée d'environ un milliard d'années pour q'une particule accélérée atteigne une énergie de 10^{20} eV. Un aspect moderne du modele de Fermi est l'accélération par traversée d'onde de choc [63]. Ces nouveaux modèles ont un temps d'accélération beaucoup plus court et ils prédisent un spectre d'énergie à la production en E^{-3} compatible avec les observations.

Cependant, pour être accélérées les particules doivent rester confinées par un champ magnétiques dans l'accélérateur cosmique pour continuer à rencontrer des nuages et des ondes de choc. Le champ magnétique qui doit régner dans ces accélérateurs cosmiques doit être de tel sorte que le rayon de courbure des particules chargées reste inférieur à la taille de la source. L'énergie maximale $\mathrm{E_{max}}$ que peut atteindre une particule accélérée par une source donné par :

$$E_{\max} \propto z.\gamma.B.R_s \tag{1.4}$$

où z est la charge de la particule, γ le facteur de Lorentz du choc, B le champ magnétique et R_s le rayon de la source.

Le diagramme de Hillas permet de faire une sélection parmi les différents objets astrophysiques ssusceptibles d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux ultra hautes énergies,selon leurs tailles et leurs champs magnétiques. Sur la figure 1-9, on peut constater les sources qui vérifient la condition de Hillas. Nos connaissances actuelles nous donnent environ 1 ZeV (10^{21} eV) comme énergie limite pour un proton.

L'origine des rayons cosmiques pourra bien poser un sérieux problème aux astrophysiciens, et l'étude de l'anisotropie de la direction des rayons cosmiques a montré l'origine galactique des rayons cosmiques jusqu'à la cheville. Grâce au modèle d'accélération par propagation d'onde de choc, on a montré que les supernovae (explosion d'étoile très mas-

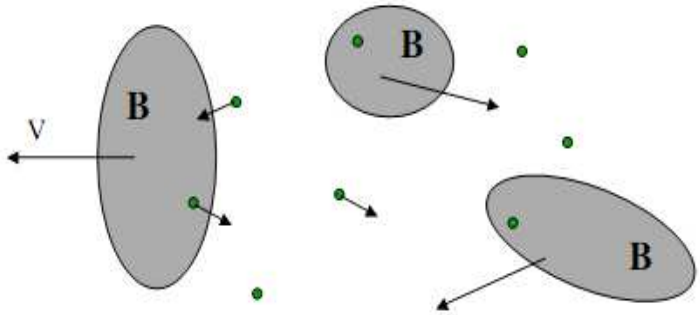

FIG. 1-8 – Accélération lors d'un choc frontal avec un miroir magnétique non relativiste.

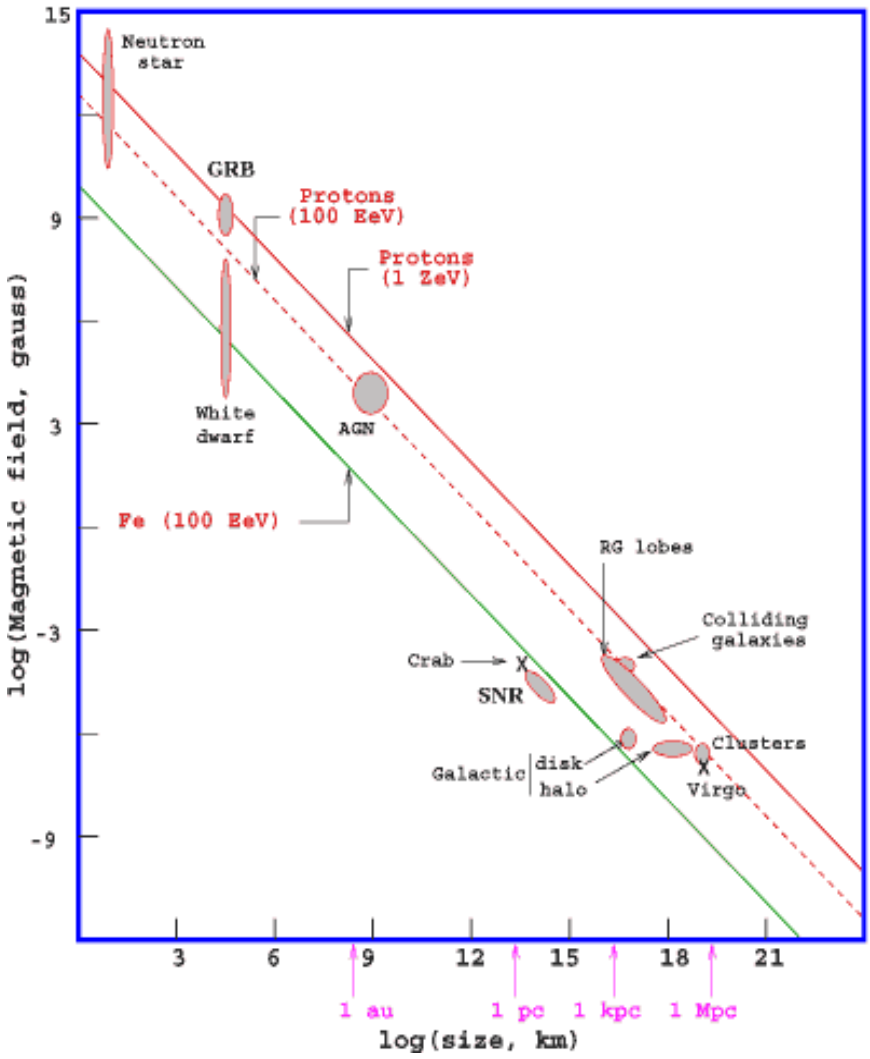

FIG. 1-9 – Diagramme de Hillas [68]. Les droites correspondent à la condition nécessaire pour atteindre respectivement 10^{18} et 10^{21} eV pour des protons et des noyaux de fer. Les objets astrophysiques représentés en dessous de ces droites ne peuvent pas accélérer les particules au-delà de l'énergie correspondante.

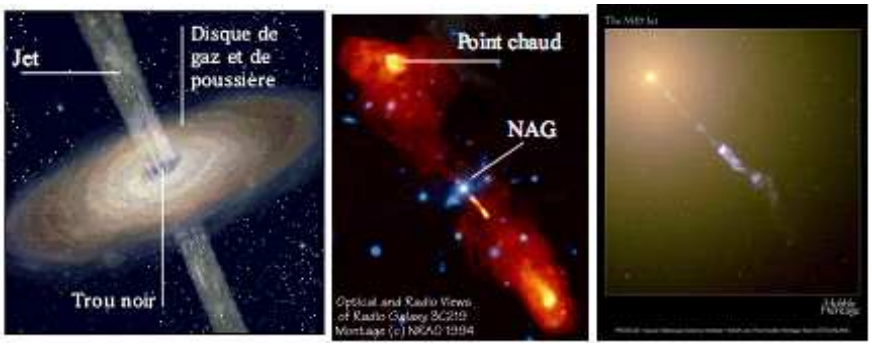

FIG. 1-10 – Noyau Actif de Galaxie : shéma du noyau ; radio galaxie 3C219 ; Jet de M87.

sive en fin de vie) peuvent être à l'origine des rayons cosmiques jusqu'à une énergie d'environ 10^{15} eV. Au delà, l'origine reste énigmatique. Entre le 1er genou et la cheville, les rayons cosmiques sont toujours galactiques mais de source inconnue. Les premiers candidats seraient alors les microquasars ou les étoiles à neutron. Pour les RCUHE qui seraient d'origine extra-galactique, le champ de recherche de source s'élargit et l'astrophysique peut faire appel aux phénomènes les plus énergétiques de l'univers pour expliquer leurs existence [64]. Les sources envisagées sont :

Noyaux actifs de Galaxie

Les noyaux actifs de galaxie (NAG) sont des galaxies dont le trou noir central extremêment massif a une activité particulièrement intense. Les jets de paricules ultra relativistes qui peuvent atteindre des centaines de kilo-parsec sont ejectés par le disque d'accrétion en rotation rapide autour du trou noir. Quand ces derniers rencontrent des nuages de matière, il se crée des points chauds qui émettent un fort rayonnement d'ondes radio (figure 1-10).

Les NAG sont les modèles astrophysiques les plus optimistes qui permettent à des protons d'être accélérés jusqu'à 10^{20} eV dans les ondes de chocs relativistes des jets ou au niveau des points chauds.

Quant aux blasars qui sont des NAG avec un jet dirigé vers la terre, ce sont des candidats intéressants comme sources de RCUHE.

Quasars

les quasars (figure 1-11) sont des objets galactiques qui ont la même géométrie que les NAG mais à une échelle beaucoup plus petite. Le trou noir central n'est qu'un trou noir stellaire de quelques masses solaires et les jets ne s'étendent que sur quelques parsecs.

FIG. 1-11 – Les quasars [66].

Sursauts gamma

Les sursauts gamma (Gamma Rays Burst) sont des phénomènes extrêment violents qui libèrent une quantité d'énergie colossale (environ 10^{44} à 10^{47} J). La structure temporelle de ces sursauts est trés varible, on les classe en deux catégories : les courts de quelques secondes et les longs de quelques minutes. La rapidité de ces phénomènes nous indique une grande compacité des objets qui en sont les sources.

Par ailleurs, les sursauts gamma sont des phénomènes extragalactiques trés lointains dont la répartition est isotrope. Si les sursauts gamma étaient à l'origine des RCUHE, ces derniers devraient présenter un spectre semblables à celui engendré par les NAG. Cependent, la différence entre les deux phénomènes est que les sursauts gamma sont des sources explosives et transitoires (figure 1-12).

Etoiles à neutrons

C'est un objet galactique qui apparaît après l'explosion d'une étoile très massive en supernovae (figure 1-13). Elle correspond au coeur de l'étoile massive qui s'est effondrée sur elle même jusqu'à atteindre une densité gigantesque. Elle a environ la même densité que le noyau d'un atome (17 kg/m^3). L'étoile à neutrons est une sphère d'une dizaine de kilomètres de rayon et d'une masse comparable à la masse du soleil. Elle possède un champ magnétique très intense (10^{12} Gauss) et tourne sur elle même plus vite. Ce champ magnétique crée un champ électrique capable d'accélérer des particules chargées. Plus l'étoile est jeune plus elle tourne vite et plus son champ magnétique est fort. Elle émet alors un vent stellaire ultra relativiste capable d'accélérer des particlues jusqu'aux énergies

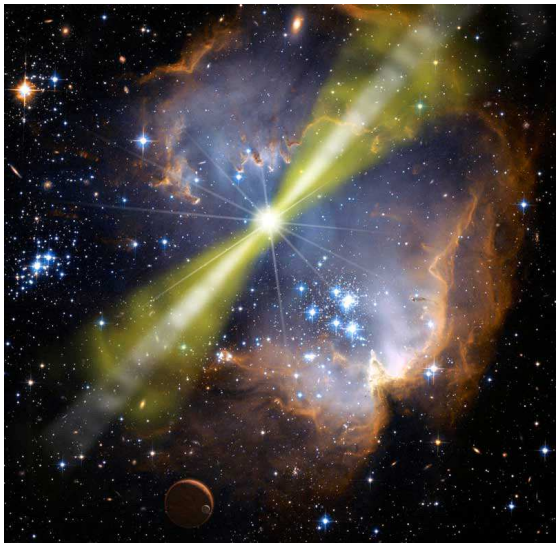

FIG. 1-12 – Sursauts gamma [66].

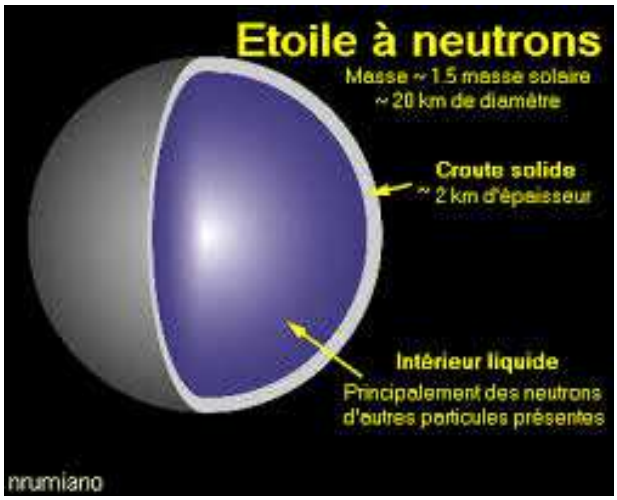

FIG. 1-13 – Shéma d'une étoile à neutrons [67].

extrêmes.

Cet objet astrophysique pourrait bien être intéressant pour expliquer l'origine galactique des rayons cosmiques autour de 10^{18} eV mais il n'est peut être pas le plus vraisemblable comme source de RCUHE.

Trous noirs chargés

C'est une solution mathématique des équations d'Einstein de la relativité générale. Il est caractérisé par trois paramètres : sa masse, son moment angulaire et sa charge éléctrique.

L'existence de trous noirs chargés permettrait aussi d'expliquer la présence des RCUHE [69]. En effet les atomes qui se trouvent à proximité d'un trou noir chargé sont soumis à un champ électrostatique intense. Ce champ déforme le nuage électronique de l'atome (effet Stark) jusqu'à la séparation des électrons et du noyau. D'après le modèle d'effondrement gravitionnel [70], le trou noir est chargé positivement. Le noyau, de même signe, est repoussé dans l'espace alors que les électrons sont absorbés par le trou noir. Le noyau subit une telle accélération lors de cette éjection qu'il peut atteindre jusqu'à 10^{22}eV. Sans champ magnétique, l'accélération est linéaire et il y a très peu de perte d'énergie par rayonnement synchrotron (contrairement aux accélérations par chocs). C'est pour cela que se modèle atteint si facilement les énergies gigantesques des RCUHE. Donc le trou noir est considéré comme origine possible de RCUHE [71].

Le diagramme de Hillas, montre également que les RCUHE peuvent être accélérés par des structures plus grandes que les galaxies, comme les amas ou les super amas de galaxies. Elles ont la possibilité d'accélérer des particules jusqu'à plus de 10^{20} eV [72].

1.6.2 Modèles exotiques

Actuellement, les difficultés des astrophysiciens pour comprendre le flux de rayonnement observé, en raison du manque de données dans ce domaine, laissent beaucoup de libertié à l'imagination des théoriciens.

Parmi ces scénarios exotiques, nous pouvons citer :

- La désintegration de particules super-massives [73],[74] ;
- Les défauts topologiques [75] ;
- La violation de l'invariance de Lorentz [76],[77] ;
- Le neutrino [78] ;

Ce dernier modèle prédit un spectre de RCUHE avec deux bosses : la première à 5×10^{19} eV correspond à l'effet GZK et la deuxième autour du ZeV correspond au "Z-burst".

Il existe aussi d'autres modèles comme l'évaporation des trous noirs pimordiaux [79] ou l'existence de dimensions supplémentaires [80].

Chapitre II :

Rayons cosmiques d'ultra haute énergie

Chapitre 2

Rayons cosmiques d'ultra haute énergie

Dans le domaine de haute énergie (plus de 500 TeV pour les protons), à cause du faible flux de particule primaire, on est contraint d'utiliser l'atmosphère comme un grand calorimètre : la particule primaire y crée en effet une cascade de particules secondaires, appelée grande gerbe atmosphérique dont on détecte les effets au sol. Dans tous les cas, on aboutit à des surfaces efficaces de détection considérables, de quelques km^2 en astronomie gamma à plusieurs milliers de km^2 dans l'étude des rayons cosmiques d'énergies extrèmes ($\rangle 10^{19}$ eV). Dans cette partie, nous allons décrire les principaux phénomènes qui se produisent lors du développement de la grande gerbe atmosphérique. Ces phénomènes sont ensuite exploités pour la détermination des principales caractéristiques de la particule primaire : son identité, son énergie et sa direction d'arrivée.

Dans cette deuxième partie, nous commencerons par l'historique et les caractéristiques de grandes gerbes atmosphériques. Puis, nous nous concentrerons sur le profil longitudinal, la profendeur atmosphérique (X_{max}), le modèle de Heitler et des exemples sur le développement maximal. Nous terminerons cette partie par quelques exemples d'expériences récentes, à savoir l'Observatoire Pierre Auger, Telescope Array et JEM-EUSO.

2.1 Historique

En 1929, les premières gerbes furent observées dans des chambres de Wilson [81]. Ces gerbes sont provoquées par des rayons cosmiques. Dans les années suivantes, plusieurs équipes, dont celle de Rossi, ont confirmé ces éxpériences. En 1937, les premières inter-

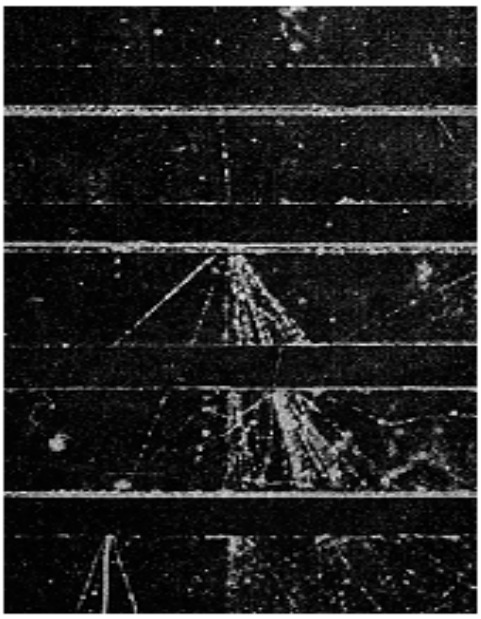

FIG. 2-1 – Gerbe en chambre à ionisation[82]

prétations théoriques sont apparues (Carlson, Bhabha, Heitler, Oppenheimer). Elles sont basées sur des collisions successives qui ont conduit à des équations intégrodifférentielles appelées équation de diffusion. Les processus connus jusque là étaient alors l'effets photoéléctrique, l'effet Compton, la production de paires, l'annihilation et le rayonnement de freinage.

La figure 2-1 présente les gerbes éléctromagnétiques issues de photons et d'éléctrons qui ont lieu dans le plomb. Elle furent identifées en 1937 par le groupe Piérre Auger (Maze, Grivet-Meyer, Daudin [82]).

2.2 Grandes gerbes de l'atmosphère

Lorsqu'un rayon cosmique pénètre dans l'atmosphère terrestre, il crée une multitude de particules énergétiques qui à leur tour entrent en interaction avec l'atmosphère. Les particules se multiplient alors dans une cascade engendrée par une succession d'interactions hadroniques, muoniques et électromagnétiques. Cette cascade dite, gerbe de l'air, se développe ainsi tant que l'énergie des particules créées est suffisante pour en créer de nouvelles.

Au début, de l'évolution de cette gerbe atmosphérique, les interactions successives augmentent le nombre de particules secondaires, entrainant une diminution de l'énergie

moyenne par particule : c'est la phase de développement de la gerbe de l'air. Cependant, le long de leurs parcours, les particules secondaires perdent progressivement leur énergie en ionisant l'air, et les moins énergétiques s'arrêteront. Lorsque l'énergie moyenne des particules est inférieure à une valeur critique, le nombre de particules secondaires en mouvement diminue : c'est la phase d'extinction. En passant d'une phase à l'autre, le nombre de particules atteint une valeur maximale, $\langle \mathrm{N_{max}} \rangle$ à la profondeur de pénétration $\langle \mathrm{X}_{max} \rangle$.

On appelle rayon cosmique primaire la particule qui arrive et engendre en haut de l'atmosphère terrestre (vient heurter la terre) et rayons cosmiques secondaires, celles qui naissent suite à l'interaction du primaire dans l'atmosphère. Voici un exemple pour donner une idée du nombre et du type de rayons cosmiques secondaires générés par un rayon cosmique primaire de haute énergie. Si le primaire a une énergie de 10^{20} eV, il initie alors une gerbe amosphérique d'environ 100 milliards de particules, dont 86% sont des photons, 14% des électrons-positrons, 1.7% des muons et enfin les 0.3% restant sont des hadrons.

Pour décrire le développement des gerbes atmosphériques de manière plus réaliste, il faut tenir compte des différentes interactions possibles des particules présentes dans ces gerbes.

On distingue alors trois composantes de la gerbe (figure 2-2) :

- une composante hadronique issue des interactions nucléaires successives des hadrons ;
- une composante éléctromagnétique alimentée par les désintégrations de hadrons produisant des gammas (surtout $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) ou des $e^{\pm}$; ce type de désintégration est alors à l'origine d'une *sous-gerbe* éléctromagnétique ;
- une composante muonique alimentée par les désintégrations de hadrons produisant des muons ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu(\nu_\mu^-)$ et $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu(\nu_\mu^-)$) ;

2.2.1 Les gerbes éléctromagnétiques

Si une gerbe est initiée par un photon ou un électron de haute énergie, elle est de nature électromagnétique. Les principales interactions engendrées par des électrons ou des photons sont :

- La création de paires e^+e^- : les photons dont l'énergie est supérieure à 1.2 MeV (masse au repos d'une paire (e^+, e^-)) peuvent produire des paires d'électrons positrons

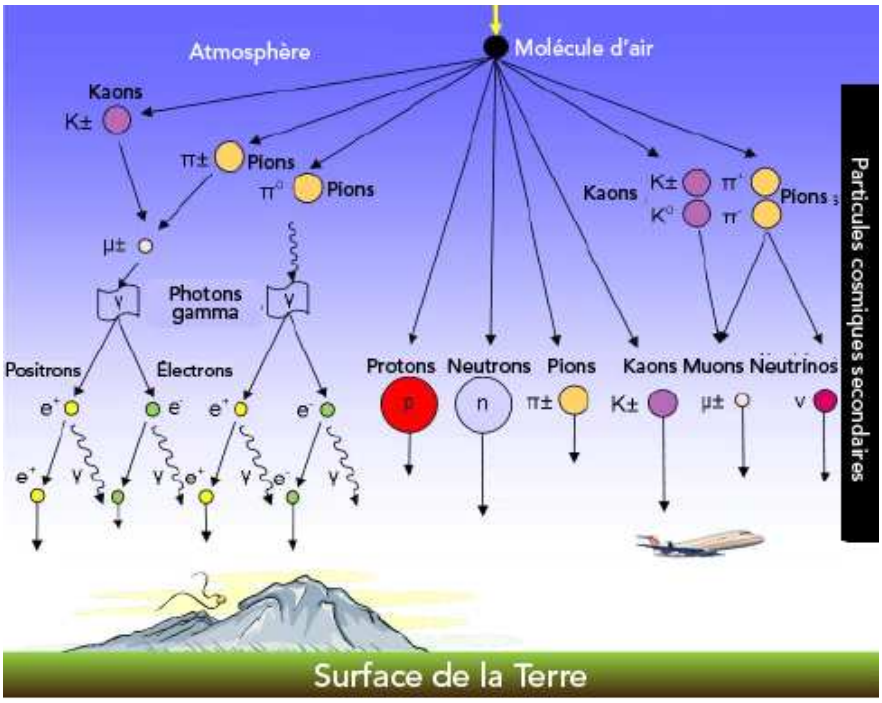

FIG. 2-2 – Développement d'une cascade hadronique aves ses trois composantes.

en présence du champ coulombien des noyaux.

- L'effet Compton : c'est la diffusion des photons par des électrons $\gamma + e^- \longrightarrow \gamma + e^-$. Il intervient pour les photons dont l'énergie est de l'ordre du MeV.

- Le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) : Les électrons perdent leur énergie en émettant des photons sous l'effet du champ coulombien des noyaux.

- La perte d'énergie des électrons incidents par ionisation ou excitation des atomes du milieu.

- La diffusion multiple : les électrons peuvent subir de petites déviations angulaires dans le champ des noyaux. Ce type de diffusion est responsable du developpement longitudinal de la gerbe.

- La photo-production et l'électro-production de hadrons (négligées dans la théorie analytique) qu'il faut prendre en compte si l'on veut connaitre la production de telles gerbes produisant des muons.

2.2.2 Les gerbes hadroniques

L'interaction nucléaire d'un hadron primaire ou d'un noyau avec les atomes de l'atmosphère produit essentiellement des pions ($\pi^{\pm}, \pi^0$), des kaons ($K^{\pm}, K^0$) et divers fragments

nucléaires.

Ces fragments ainsi que les nucléons et les mésons produits lors de cette première collision forment la composante hadronique de la gerbe atmosphérique. Les hadrons, se trouvant dans le cœur de la gerbe, génèrent alors la composante électromagnétique et la composante muonique :

– Les γ produits lors de la désintégration du π^0 donnent naissance à une cascade électromagnétique. Ces γ produisent des paires (e^+, e^-) qui à leur tour vont produire des photons γ par *Bremsstrahlung* :

$$\begin{aligned} \pi^0 &\longrightarrow \gamma + \gamma \\ \gamma &\longrightarrow e^+ + e^- \end{aligned} \tag{2.1}$$

– Les $K^\pm$ contribuent par la variété de leurs canaux de désintégration à la fois à la composante muonique et à la composante électromagnétique.

$$\begin{aligned} K^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \tag{2.2}$$

– Les $\pi^\pm$ qui se désintègrent produisent des $\mu^\pm$ et des ν_μ, alimentent donc la composante muonique de la gerbe atmosphérique.

$$\begin{aligned} \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \tag{2.3}$$

Les $\mu^\pm$ les plus énergétiques atteignent la surface de la Terre et les autres participent à la composante.

Par ailleurs, les gerbes hadroniques sont beaucoup plus complexes que les gerbes électromagnétiques de bien points de vue :

- leur étude fait appel à différentes longueurs caractéristiques à savoir : la longueur d'interaction des nucléons, la longueur d'interaction des pions et autres mésons, la lon-

gueur de radiation, etc ;

- Lors de la désintégration radiative d'un hadron (par exemple $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$) ; chaque photon ou électron final est à l'origine d'une sous-gerbe électromagnétique. On obtient donc une superposition de plusieurs cascades électromagnétiques se développant à partir d'altitudes différentes ;

- Les réactions nucléaires donnent lieu à une variété d'états finaux entrainant des fluctuations dans le développement des gerbes hadroniques, beaucoup plus prononcées que dans les gerbes électromagnétiques d'énergies comparables.

2.2.3 Caractéristiques de la gerbe de l'air

Une gerbe de l'air nécessite souvent l'utilisation de quelques paramètres carastéristiques de son développement dans l'atmosphère (figure 2-3) :

L'axe : c'est une droite imaginaire qui représente la trajectoire qu'aurait pu suivre la particule primaire en traversant l'atmosphère sans aucune interaction. Les particules secondaires se propagent autour de cet axe.

Le coeur : c'est le point d'interaction de l'axe avec le sol (surface terrestre).

Le front : c'est la forme créée par les particules se propageant vers le sol. Il a une épaisseur, une courbure et une extension qui vont dépendre de la nature, de l'énergie et de la direction de la particule primaire et surtout du premier point d'interaction.

Le profil latéral : c'est une coupe latérale de la gerbe un moment donnée, il renseigne sur le nombre de particules dans un plan perpendiculaire à la direction d'arrivée. Il est mesuré au sol en disposant un réseau de détecteurs régulièrement espacés.

Le profil longitudinal : il représente l'évolution du nombre de secondaires le long de la trajectoire de la gerbe dans l'atmosphère.

La profondeur atmosphèrique verticale : elle décrit la variation de la densité atmosphérique. Notée X_μ (μ pour verticale) ; elle caractérise la longueur traversée par la gerbe dans la matière depuis la première interaction du primaire. Elle est mesurée en g/cm^2. X_{max} est la profondeur verticale atmosphérique à laquelle le développement de la gerbe est maximum.

La longueur de radiation : c'est la distance moyenne au bout de laquelle l'énergie de l électron est divisée par e[1]. Elle vaut 37.1 g/cm^2.

[1] e est la base des logarithmes néperiens et vant environ 2.71828.

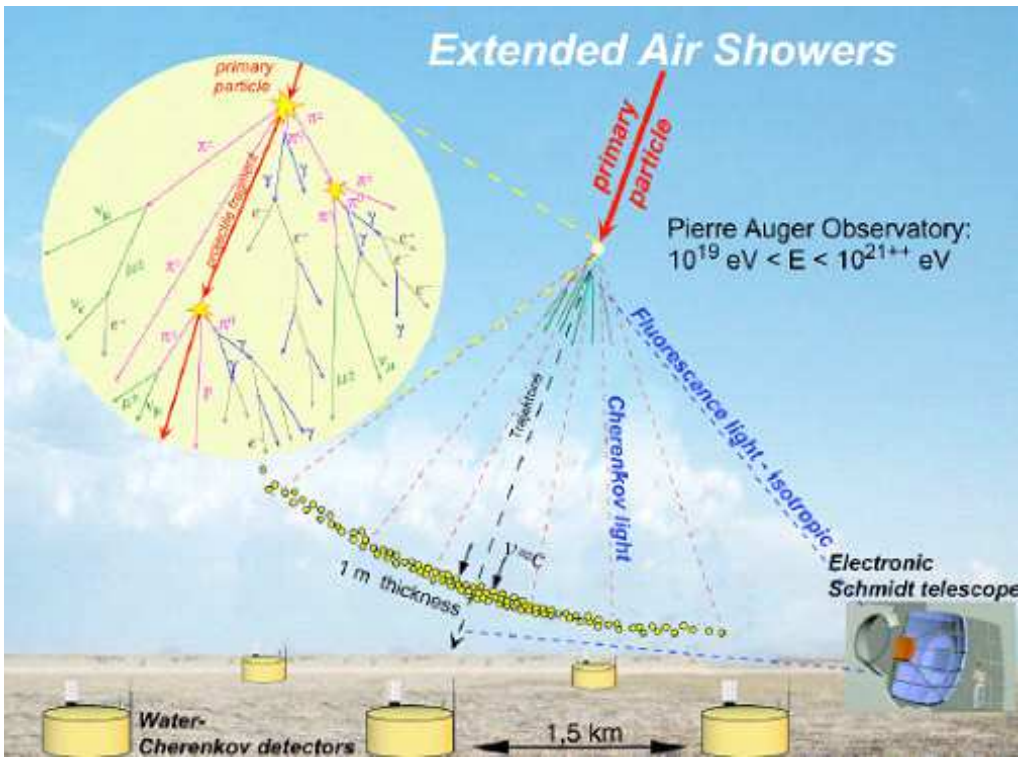

FIG. 2-3 – Représentation shématique du développement d'une grande gerbe atmosphérique. L'image illustre le front de particules chargées arrivant au sol et détectées par un grand réseau de détecteurs (ici celui de l'Observatoire Pierre Auger).

2.3 Profil longitudinal et $X_{\max}$

Le développement longitudinal de la cascade électromagnétique plus particulièrement le nombre de particules chargées e^+, e^-, $\mu^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$ est également paramétrisé grâce au paramètre $X_{\max}$ par la fonction de Gaisser-Hillas [83] , présentant un bon accord avec les observations des détecteurs à fluorescence :

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

avec $\lambda = 70$ g/cm^2. X_0 est la profondeur atmosphérique de la première interaction, $N_{\max}$ est le nombre maximum de particules durant le développement longitudinal de la gerbe.

Le maximum de développement longitudinal noté $X_{\max}$ est un des paramétres les plus importants du développement. Il désigne l'épaisseur d'atmosphère traversée en (g.cm^{-2}) avant d'atteindre le développemnt maximal de la cascade électromagnétique. Etant donné que le nombre de pions générés et le nombre d'interactions avant la désintégration des pions dépendent de l'énergie initiale, on attend une dépendance de $X_{\max}$ de l'énergie du rayon cosmique primaire donnée approximativement par :

$$X_{\max} \simeq X_i + 55 * \log E_0$$

ou X_i dépend du rayon cosmique primaire et E_0 est l'énergie du rayon primaire ; si on approxime un noyau possédant une énergie E et A nucléons à la superposition de A nucléon d'énergie E/A, alors $X_{\max}$ va également dépendre de la masse du rayon cosmique primaire. A une énergie donnée, on a approximativement :

$$X_{\max}(p) - X_{\max}(Fe) \simeq 100 \text{ g/cm}^2$$

$X_{\max}$ est donc une excellente observable pour la discrimination des rayons cosmiques primaires.

2.4 Exemples sur le développement maximal

La figure 2-4 présente les flux verticaux de différentes particules secondaires dans l'atmosphère. On voit que le comportement du flux des μ^+ est différent de cellui des e^+.

Au début du développement de la gerbe le nombre des μ^+ est de loin inférieur à ce lui

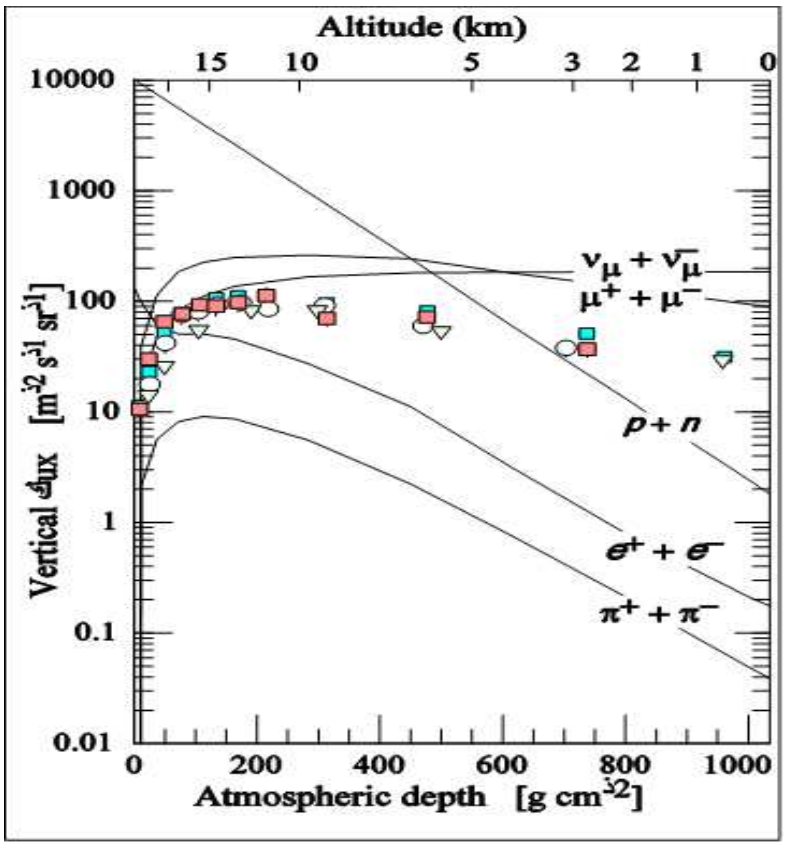

FIG. 2-4 – Flux verticaux de quelque particules secondaires en fonction de la profondeur atmosphérique [84],[85].

des e^+, ceci est du aux différents processus de création de ces deux types de particules. les e^+sont créés selon le canal $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, les photons γ responsable de la création de e^+ sont disponsibles au départ de la gerbe. Par contre, les μ^+ qui sont crées à partir de désintégration des pions π^+, n'apparaissent que tardivement par rapport e^+.

Une fois le maximum de développement de la gerbe atteint, la diminution du flux des e^+ est plus forte que celle des muons μ^+. Ces derniers, contrairement aux e^+, n'interagissent que faiblement avec la matière : ils ont une faible section efficace d'interaction.

2.5 Modèle de Heitler "Toy Model"

Un modèle très simple du développement des cascades de particules, le modèle de Heitler ([86] [87]), illustre sommairement les étapes du développement des cascades atmosphériques. Ce modèle permet de comprendre la loi d'évolution du nombre de particules et même de fixer des ordres de grandeur sur les caractéristiques des gerbes utiles pour

l'expérimentateur. Nous ne présentons ici que la partie concernant la composante électromégnétique de la gerbe, étant donné que c'est elle qui va donner naissance au signal électrique que nous cherchons à détecter, mais aussi bien être appliqué aux gerbes hadroniques, de la même façon que l'on a calculé le nombre de muons et voir aussi la multiplication des particules après chaque interaction.

On suppose qu'au bout d'une longueur de radiation (figure 2-5)

- tout électon dévié par bremsstrahlung se transforme en un électron et un photon ayant chacun la moité de l'énergie de leur parent.
- tout photon donne naissance à une paire e^+ e^-, chaque élément de la paire ayant la moité de l'énergie du photon parent.

  E_0 est l'énergie de la particule primaire ; à chaque longueur de radiation λ, le nombre de particule double ; après t longeurs de radiation, il ya donc 2^t particules dont l'énergie vaut :

$$E = E_0/2^t$$

On deduit que :

$$t \ln 2 = \ln(E_0/E)$$

Ainsi, l'épaisseur $t_m(E)$ où les particules d'énergies proches de E sont les plus nombreuses est de l'ordre de $\ln(E_0/E)$. Par ailleurs, dès qu'on atteind l'énergie critique E_c, la multiplication de particules secondaires cesse car les éléctrons sont alors portés à l'arrêt en une longueur de radiation environ. On en déduit que le développement maximal de la gerbe est atteint en moyenne pour une épaisseur traversée, il est égale à :

$$t_{\max} \approx \ln(E_0/E_c)$$

2.6 Expériences des RCUHE récentes

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie restent un peu inconnus, en raison des défis expérimentaux difficiles comme :

- Les gerbes sont extrêmement complexes (pour une énergie primaire de 10^{19} eV, on recueille au sol près de 30 milliards de particules sécondaires de plus de 200 keV) ;
- Le flux de particules primaires est extrêmement faible (1 particule / km^2. siècle) ;
- Les surfaces à baliser avec un réseau de détecteurs doivent donc se compter en centaines, voire en milliers de km^2.

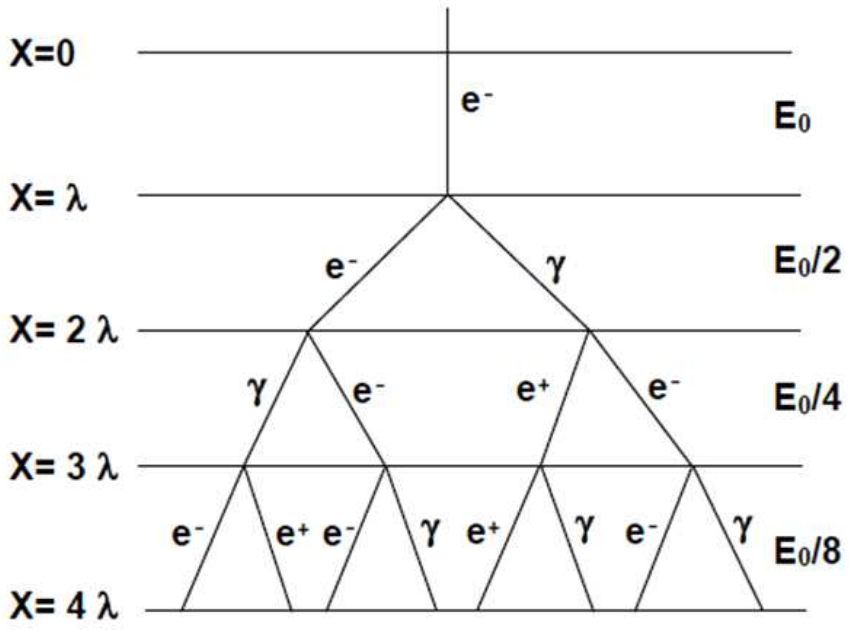

FIG. 2-5 – Modèle simple de cascade éléctromagnétique

A cause de ces défis, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie restent inconnus, souffrant d'un manque de données, et pour obtenir une bien meilleure mesure du spectre des rayons cosmiques extrêmes et le mécanisme de leur accélération, nous allons voir paticulièrement les expériences suivantes (l'Observatoire Pièrre Auger, Telescope Array et JEM-EUSO).

2.6.1 Observatoire Pierre Auger

L'Observatoire Pierre Auger est né au début des années 90. Actuellement, c'est le plus grand détecteur hybride dans l'hémisphére Sud. Il est situé dans la province Mendoza en Argentine (figure 2-6), à une altitude de 1400 m au dessus du niveau de la mer. Cet observatoire détecte des RCs d'énergie un million de fois supérieure à celle des protons accélérés dans le LHC (Large Hadron Collider) [88] . L'Observatoire Pierre Auger a été conçu pour mesurer avec de bonnes statistiques le flux, la distribution des directions d'arrivée et la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ($\geq 10^{18}$eV). Plus de détails sur l'observatoire sont données dans [89], [90]

Il associe deux téchniques d'observation des grandes gerbes atmosphériques :

– Détecteurs au sol (SD) :

La figure 2-7 montre un élément du réseau de détecteurs de surface de Pièrre Auger

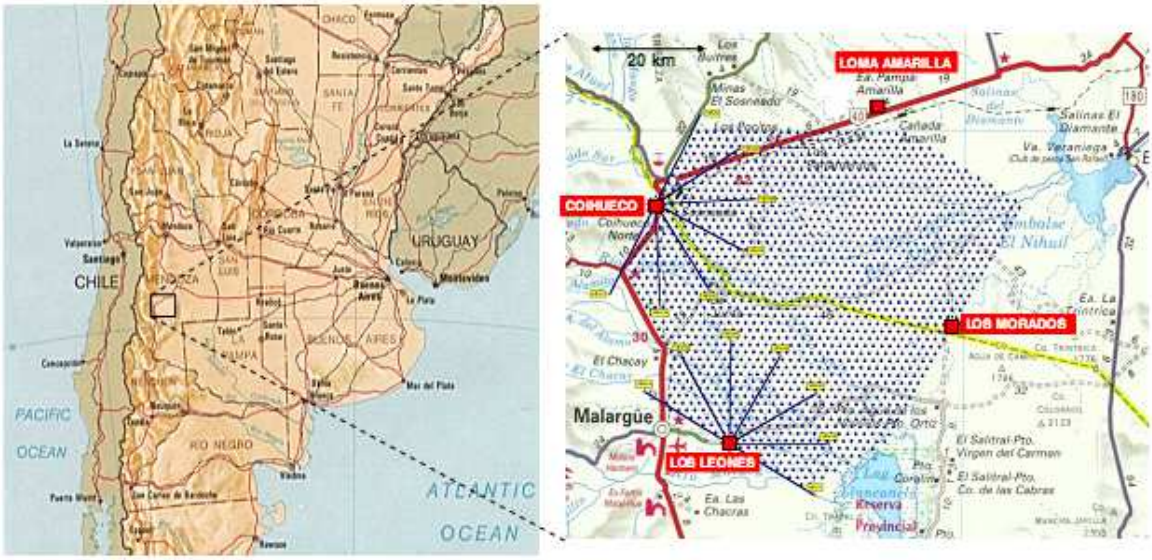

FIG. 2-6 – L'Argentine et un agrandissement de la région où est construit l'Observatoire Pièrre Auger : les points représentent les 1600 stations du réseau de surface, et les 4 carrés sont les télescopes de fluorescence en périphique du réseau.

complet. Ce réseau composé de 1660 cuves à effet Cerenkov remplies d'eau. Ces cuves sont espacées de 1500 m selon un maillage triangulaire de 1500 m, étendus sur une superficie de 3000 km^2 et de 61 détecteurs supplémentaires couvrant 23.5 km^2 sur une grille de 750 m. Ces stations échantillonnent la densité des particules de la gerbe au sol. Elles sont également sensibles aux composantes éléctromagnétiques, muoniques et hadroniques [91].

L'effet Cerenkov est connu depuis 1937 [92]. C'est l'équivalent électromagnétique d'un bang sonique, comme un avion, qui traverse le mur du son : une particule chargée qui traverse un milieu d'indice de réfraction n avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu c/n, émet un rayonnement électromagnétique appelé Cerenkov, qui se matérialise sous la forme d'un cône de lumière émis vers l'avant, dans le sens de propagation de la particule. Par exemple, l'indice de réfraction de l'air à pression et température standard est d'environ 1,0003, de sorte que la vitesse de la lumière dans l'air est d'environ $C_{air} = C/n_{air} = C/1,0003 = 0,9997\ C$

– Détecteurs de fluorescence (FD) :

La figure 2-8 de droite montre les emplacements des 4 télescopes de fluorescence d'Auger, dont l'ensemble forme le détecteur de fluorescence (FD), qui couvre à terme les 3000 km^2 du réseau de cuves à effet Cerenkov.

Chaque télescope de fluorescence est divisé en 6 baies. Ce dernier se compose de :

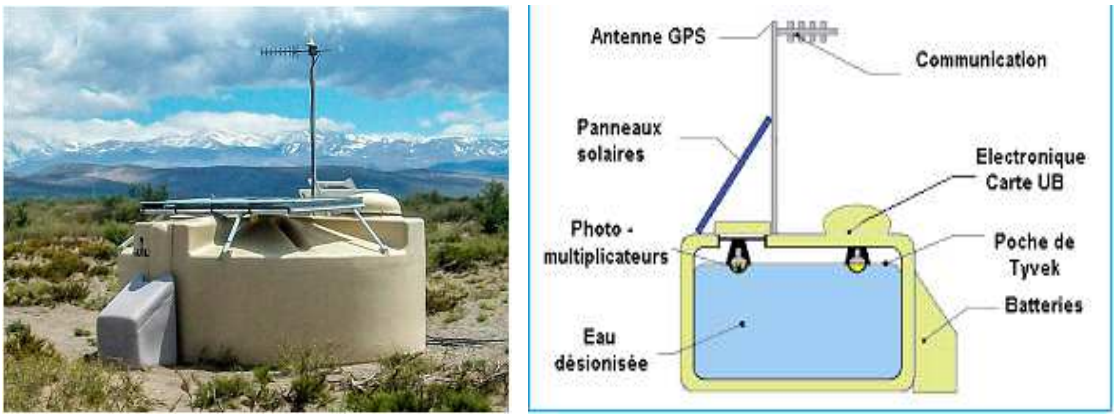

FIG. 2-7 – Le réseau de surface (SD) : cuve de Cerenkov et sa shématisation [93].

un miroir sphérique de 3.5 m $\times$ 3.5 m, avec une focale de 1.7 m, qui réfléchit la lumière collectée par l'ouverture circulaire vers une caméra de 440 PMT hexagonaux, de $\sim 1.5^o$ de diamètre chacun (20 colonnes $\times$ 2 rangées). Le champ de vue d'une baie est donc de 30° d'azimuth $\times$ 28.6^o d'élévation [94].

Comme nous l'avons vu dans le détecteur de fluorescence, la production de lumière par fluorescence est un paramètre important de la reconstruction de l'énergie. Alors on va expliquer ce phénomène.

L'émission de lumière par un gaz sujet à l'irradiation d'une origine radioactive a été connue pour plus qu'un siècle. En conséquance, plusieurs expériences ont étudié cette source de lumière. Les premières mesures de la production de lumière par de l'air irradié à 1903 [54].

On appelle fluorescence le processus de désexcitation d'une molécule (ou d'un atome) par émission de lumière. Les molécules peuvent être excitées soit par le passage d'une particule chargée à proximité, soit par l'absorption d'un photon. La fluorescence est l'un des modes possibles de désexcitation de la molécule. C'est un phénomène trés rapide (quelque nanosecondes).

Lorsqu'une molécule est excitée, ses électrons ne sont plus sur les niveaux de l'état fondamental mais sur des niveaux éléctroniques de plus haute énergie. Ces états excités n'étant pas stables, les électrons reviennent spontanément à leur niveaux fondamentaux. Lors du passage d'un électron d'un niveau électronique à un autre, il y a émission d'un photon. L'énergie de ce photon correspond à la différence d'énergie entre ces deux niveaux.

Cette desexcitation est accompagnée par une émission ΔE d'un photon d'énergie égale

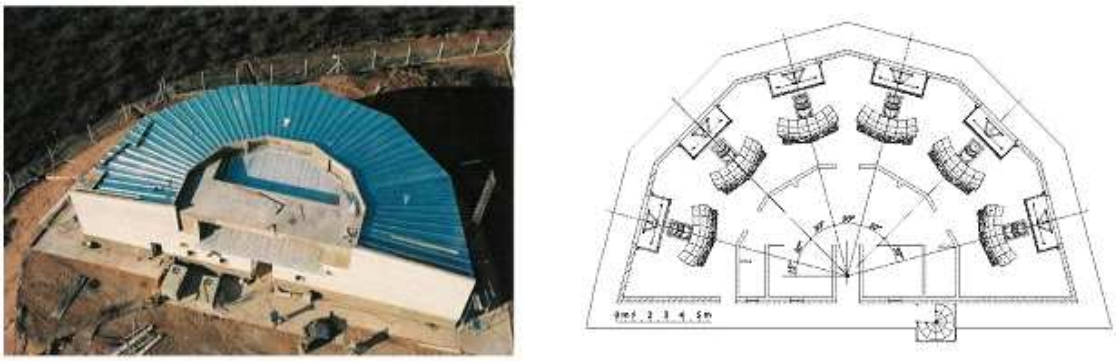

FIG. 2-8 – Le télescope de fluorescence (FD) et sa shématisation des 6 baies [94].

à la différence d'énergie entre les niveaux final et initial : $\Delta E = E_f - E_i$

2.6.2 Telescope Array

L'expérience Telescope Array (TA) est aussi un grand détecteur hybride de rayons cosmiques d'ultra haute énergie dans l'hémisphère Nord. Il fait suite aux éxpriences High Resolution Fly's Eye (HiRES) et Akeno Giant Air Shower Array (AGASA). Il est situé dans le désert de l'Utah aux USA à environ 1400 m au dessus du niveau de la mer. Le but de cette expérience est :

- comprendre les diférences entre les résultats de HiRes et AGASA ;
- étudier le spectre, la nature et l'anisotropie (la direction d'arriveé) des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ;
- étudier aussi la transition galactique-extragalactique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ;

Le détecteur TA se compose à la fois d'un réseau de détecteurs de surface (SD) ainsi que d'un ensemble de détecteurs de fluorescence(FD)

La figure 2-9 illustre une carte géographique de l'expérience Telescope Array. Ce dernier se compose de :

- 576 détecteurs de surface (SD) à scintillations de 3 m répartis dans un carré espacé de 1.2 km, qui enregistrent la distribution des particules chargées à la surface de la terre ;
- Et de trois stations de détecteurs de fluorescence (FD), qui observent le ciel nocturne au dessus du (SD) (voir la figure 2-10), et enregistre la fluorescence engendrée par la gerbe de l'air.

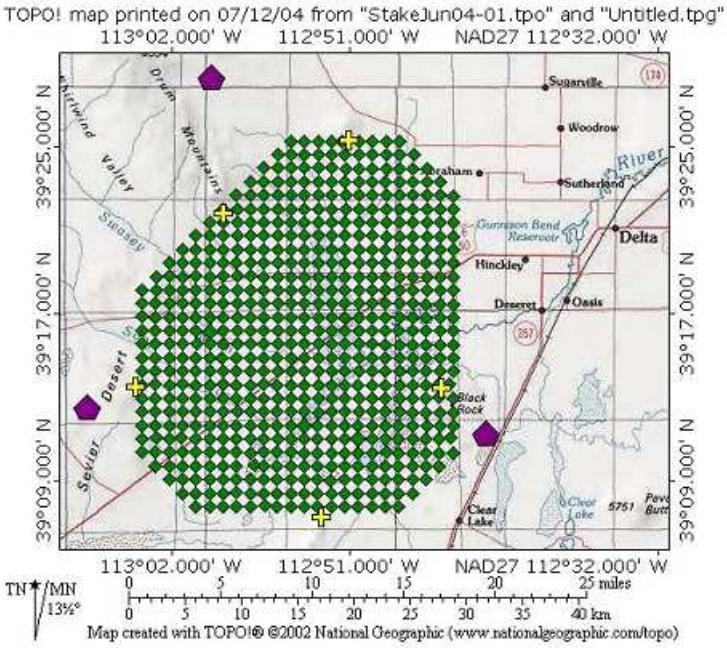

FIG. 2-9 – Une carte de Telescope Array [95].

Alors les deux expérinces Pièrre Auger et Telescope Array sont des détecteurs hybrides, employant chacune deux techniques d'observation complémentaires. Elle permettent également d'observer à la fois le developpement longitudinal et la distribution latérale des gerbes atmosphériques de manière simultanée.

2.6.3 JEM EUSO

Les RCUHE restent un peu inconnus, souffrant d'un manque de données. Donc les expériences futures comme JEM-EUSO va offrir une bien meilleure ouverture afin d'améliorer drastiquement le nombre de détections et donne des résultats précis sur la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

JEM-EUSO (Extreme Universe Space Observatory on board the ISS Japanese Experimental Module) [103] est la première mission spatiale et un nouveau type d'expérience prévues pour détecter les rayons cosmiques d'énergie extrême (10^{20} eV) en enregistrant les grandes gerbes atmosphériques qu'ils génèrent dans l'atmosphère jusqu'au sol (figure 2-11) .La mission JEM EUSO est une collaboration entre 16 pays (Le japan est le pays qui fournit l'infrastructure de base), dont l'Algerie (84 institutions et plus de 300 chercheurs).

Cette nouvelle expérience utilisera l'atmosphère comme un détecteur de RCUHE, il suivra la lumière de fluorescence émise à 330-400 nm par les molécules d'air aprés leurs

FIG. 2-10 – Les deux techniques de l'expérience Telescopse Array : (SD à droite, FD à gauche)[96]

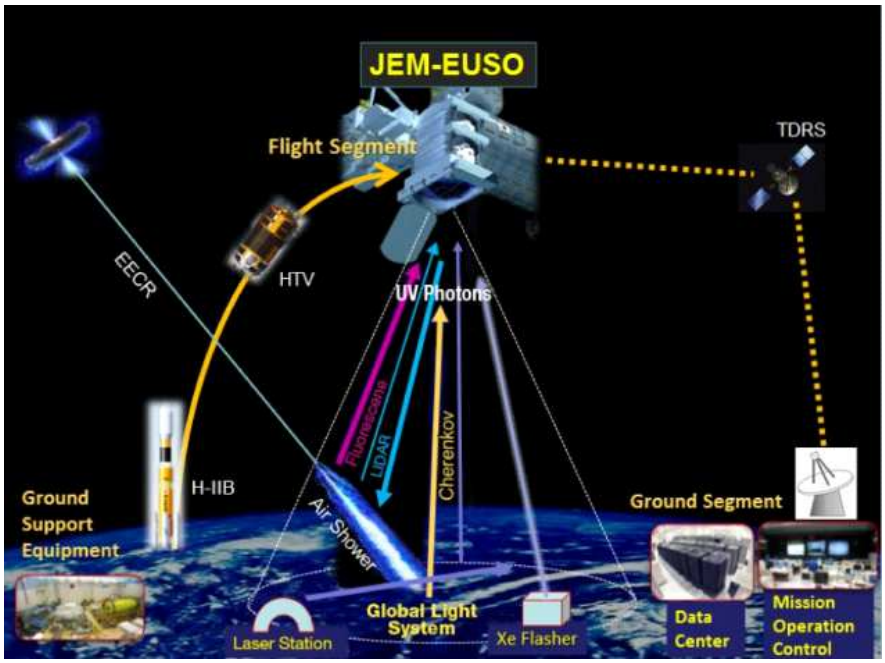

FIG. 2-11 – La mission de JEM-EUSO, détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie par l'observation de la fluorescence induite par les grandes gerbes atmosphériques.

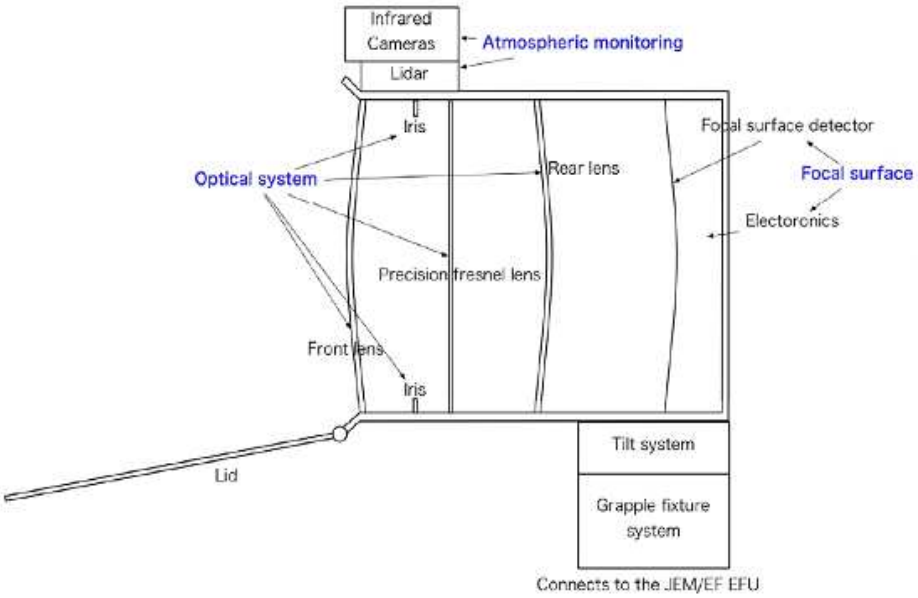

FIG. 2-12 – Telescope (L'instrument de JEM-EUSO)

intéractions avec les particules de la cascade. Il détectera également la lumière Cherenkov émise par les photons relativistes secondaires.

Techniquement, JEM-EUSO est un grand télescope d'un diamètre de 2.5 m avec caméra UV rapide. Le télescope [97] est un instrument extrêmement rapide (la caméra prend 400000 images/s), trés pixélisé (plus de 300000 pixels). Ceux-ci permettent d'enregistrer la cascade en angle et en temps. La caméra enregistrera des clips vidéo de pistes UV en mouvement rapide détectant la lumière de fluorescence représentant le développement temporel. Ce télescope (Figure 2-12) se compose principalement de quatre parties : l'optique collectrice de photons [98], le détecteur à surface focale (FS) [99], l'électronique [100] et la structure mécanique [101].

L'expérience JEM EUSO est un grand détecteur à haute résolution et hautement pixelisé avec une large champ de vision. Il est conçu pour reconstruire la direction d'arrivé des rayons cosmiques d'énergie extrême avec plus de précision et plus de statistiques.

Chapitre III :

Simulation des grandes gerbes atmosphériques : Code CONEX

Chapitre 3

Simulation des grandes gerbes atmosphériques : Code CONEX

Malgré tous les efforts déployés depuis la découverte des RCUHE au début des années soixante lors de l'expérience Volcano Ranch, la détermination de leur nature et de leur origine reste jusqu'à ce jour un problème de taille. La détection des RCUHE se fait indirectement. On enregistre tout d'abord les données des particules secondaires constituant les grandes gerbes de l'air.

Ce chapitre est dédié à la simulation numérique des grandes gerbes de l'air. En effet, l'interprétation des données expérimentales nécessite la réalisation de simulations détaillées du développement des grandes gerbes de l'air.

3.1 Programme de simulation

Une simulation détaillée du développement des grandes gerbes de l'air dans l'atmosphère terrestre, tout en tenant compte de toutes les interactions de particules pertinentes, est nécessaire pour interpréter les données expérimentales. Il est notamment nécessaire d'en déduire les principales caractéristiques des RCUHE primaires, telles que l'énergie, la masse et la direction d'arrivée. Malheureusement, la simulation Monte Carlo de grandes gerbes de l'air initiées par des RCUHE prend beaucoup de temps. Afin de contourner cette difficulté, plusieurs groupes ont développé des programmes hybrides rapides qui combinent la résolution numérique des équations en cascade avec la simulation de Monte Carlo. Les codes couramment utilisés sont COSMOS, SENECA [104] et CONEX ([19], [20]). Ce dernier, un sous-produit de CORSIKA [105], permet un calcul efficace du profil

longitudinal des grandes gerbes de l'air, y compris les fluctuations. Il convient donc à l'interprétation des données des expériences actuelles et futures baseés sur la fluorescence dans l'air. Les prédictions des codes de simulation CONEX et CORSIKA[1] s'avèrent en très bon accord [20].

On peut dire alors que les deux programmes (CORSIKA et CONEX) ont un rôle important pour suivre pas à pas le développement de la gerbe. Ce sont les deux programmes de simulation les plus utilisés dans ce domaine.

Mais, pour les RCUHE, le temps d'exécution du code CORSIKA devient déraisonnable malgré l'utilisation de son option THINING basée sur un algorithme d'échantillonnage pondéré. Pour contourner cette difficulté, nous avons utilisé le programme CONEX. La figure 3-1 montre la différence du temps d'exécution CPU entre les deux programmes (sans et avec l'option THINNING [2]).

CONEX est un code unidimensionnel combinant la simulation Monte Carlo d'interaction à haute énergie avec une solution numérique rapide des equations cascades (CE). Ainsi, CONEX détermine rapidement le profil des gerbes, y compris les fluctuations. Ce programme couplée à différents modèles d'interaction hadronique de haute énergie EPOS LHC, QGSJET II-04, QGSJET01 et SiBYLL 2.1 et aux faibles énergies GHEISHA, FLUKA, UrQMD [19]. Nous avons utilisé, par défaut, le modèle UrQMD.

D'autre part, il fournit un ajustement, par la formule de Gaisser Hillas, de chaque profil longitudinal en fonction de la profondeur le long de l'axe de gerbe.

Les paramètres de simulation de la gerbe ainsi que ses résultats sont écrits dans un fichier ROOT (facilement explorable) [20]. Ce dernier est un logicielle scientifique modulaire sous forme de boite à outils qui fournit toutes les fonctionnalités nécessaires pour traiter les méga-données, les analyses et les stockages. Il est principalement écrit en C^{++}mais intégré à d'autres langages tels que Python [108].

3.1.1 Equations de Cascade

Les equations de cascades fournissent une solution analytique, c'est à dire non numérique. Cette méthode est possible pour les gerbes éléctromagnétiques et impossible pour les gerbes hadroniques.

[1] **CORSIKA** : (COsmic Ray SImulations for KAscade) [105]
[2] THINING : est une option pour réduire les temps des calcul (appelé aussi réduction de la variance)

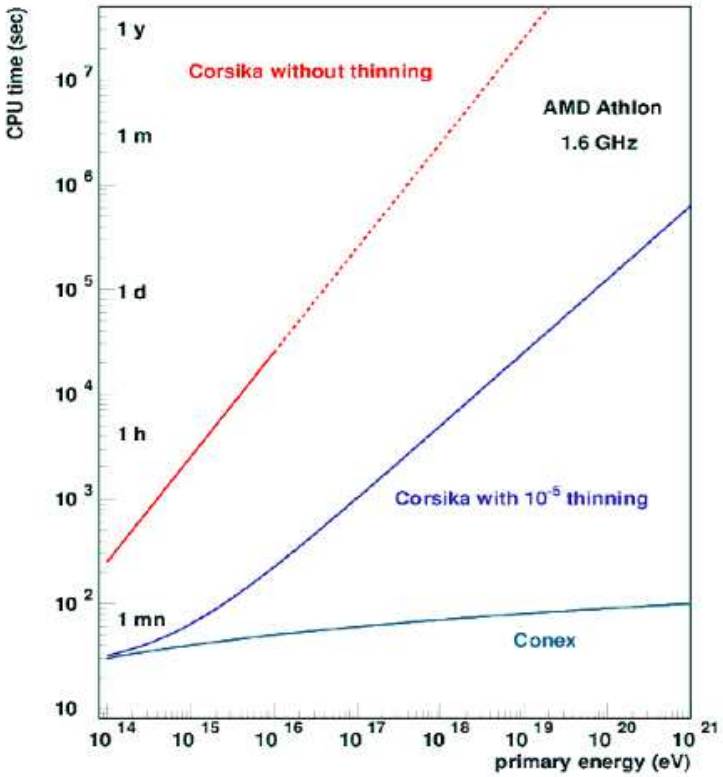

FIG. 3-1 – Différence du temps d'exécution CPU entre les deux programmes CONEX et CORSIKA (sans et avec l'option THINNING) [111].

TAB. 3.1 – La différence entre les deux techniques Monte Carlo et Equation en cascade.

Monte Carlo	**Equations de cascade**
Description microscopique	Descriptif collectif
Fluctuations	Seulement un comportement moyen
Lent	Rapide

Elle est définie comme [111] :

$$\frac{dn_i(E,X)}{dX} = -\sigma_i n_i(E,X) + \sum_j \int_E^{E_0} \sigma_{j\to i} n_j(E',X)\ P_{j\to i}(E',E)\ dE' - \alpha_i \frac{\partial n_i(E,X)}{\partial E} \quad (3.1)$$

Où i porte sur tous les types de particules (e, γ, p, n, π, K,...)

Le premier terme présente l'absorption des particules due aux interactions avec les noyaux d'air où leur perte due à la désintégration en d'autres types de particules. Le deuxième terme présente la production et le dernier présente l'ionisation et les pertes radiatives.

Le tableau 3.1 montre la différence entre les deux techniques.

A haute énergie, on utilise la résolution Monte Carlo donc, peu de particule mais des fluctuations importantes, par contre à basse énergie on ultilise les équation de cascade donc beaucoup de particules mais aucune fluctuation. Alors on peut dire que le code Conex combine les deux : rapide et fluctuations.

3.2 Modèles d'interaction hadronique à basse énergie

Les simulations sont réalisées grâce à un programme principal qui suit la propagation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie et des particules secondaires dans l'atmosphère, d'un modèle d'interaction hadronique à basse énergie (énergie inférieure à quelques dizaines de GeV), d'un modèle d'interaction hadronique à haute énergie et d'un modèle d'interaction électromagnétique. Il existe différents modèles hadroniques de haute et de basse énergie, qui donnent des résultats différents sur le développement des gerbes dans l'air. On va les détailler.

A basse énergie, les interactions hadroniques sont décrites par plusieurs modèles qui prédisent les sections efficaces d'interaction hadronique inélastique. Parmi ces modèles, on retrouve :

- **GHEISHA [112] : (G**amma **H**adron **E**lectron **I**nteraction **SH**ower code**) c'e**st un sous programme Monte Carlo utilisant le code **GEANT3** [**?**] qui décrit les interactions des particules hadroniques dans la matière jusqu'à 100 GeV.
- **FLUKA [113] (FLU**ctuating **KA**scade**)** est un programme Monte Carlo très détaillé de propagation, d'interaction et de désintégration des particules dans la matière. C'est aujourd'hui le modèle de plus utilisé.
- **UrQMD [114]** (**U**ltra-**r**elativistic **Q**uantum **M**olecular **D**ynamics) est un package d'interaction conçu pour traiter les interactions hadron noyau de faible énergie. Ce dernier est utilisé dans CORSIKA pour effectuer les interactions élastiques et inélastiques de hadrons dans l'air en dessous de 80 GeV.

3.3 Modèles d'interaction hadronique à haute énergie

A haute énergie, les interactions n'ayant pas été étudiées directement, les modèles sont soit des extrapolations de mesures sur accélérateur à basse énergie, soit des modèles affinés pour rendre compte des données de basse énergie. Parmi ces modèles, on retrouve :

- **EPOS (E**nergy conserving quantum mechanical multi-scattering approach,based on **P**artons, **O**ff-shell remnants and **S**plitting parton ladders). C'est un modèle hadronique théorique qui décrit l'interaction hadron-hadron par échange d'un parton dans les simulations de grandes gerbes atmosphériques.
- **QGSJET [115] (Q**uark **G**luon **S**tring model with **Jet**) est basé sur la théorie de **Gribov-Regge**. Il décrit les interactions élastiques par échange d'un ou plusieurs Pomerons alors que les processus inélastiques sont simulés par la division d'un Pomeron formant ainsi deux cordes qui se désintègrent à leur tour en deux hadrons sans couleur.
- **SIBYLL [116]** C'est un modèle relativement simple qui est capable de reproduire de nombreuses caractéristiques des interactions hadroniques avec des expériences de cibles fixes dans des collectionneurs [117]. Il est basé sur l'approche MiniJet qui consiste à évaluer la probabilité d'obtenir N jet en considérant que le nombre d'interaction forte augmente avec $\sqrt{s}$, où s l'énegie dans le systeme de centre de masse.

- **DPMJET** [118] (**D**ual **P**arton **M**odel with **Jet**) Par ailleurs le traitement des cascades électromagnétiques est réalisé grâce au code.
- **EGS4** [119] Ce code simule les phénomènes de transport et les interactions des électrons, des positrons et des photons.

Les interactions hadroniques peuvent être décrites par divers modèles, selon notre choix. Mais les comparaisons restent difficiles parce que les erreurs systématiques sur les obsevables persitent. Pour plus de détails sur les modèles seront trouvées dans ([120],[121]).

3.4 Résultats et disscussion

Dans cette thèse, nous avons décrit les particules et les interactions prises en compte par le programme CONEX, qui à été utilisé pour produire les données de gerbes simulées.

Toutes nos simulations de gerbes ont été réalisées avec le code CONEX avec les options suivantes :

- Prticules primaires : γ photon, Proton (**p**), Helium (**He**), Azote (**N**), noyau de Fer (**Fe**) ;
- Domaine d'énergie : [10^{18}-10^{20}] eV ;
- Modèles d'interactions hadronique à haute énergie : Principalement nous avons utilisé **EPOS-LHC** et **SIBYLL**, sauf pour la comparaison de X_{max} et $\sigma(X_{max})$ en fonction de l'énergie primaire E_0 avec des résultats expérimentaux, nous avons rajouté **QGSJET II-04** ;
- Seuil d'énergie pour les photons et les électrons : **0.001G** eV ;
- Seuil d'énergie pour les hadrons et les muons : **1G** eV ;
- Intervalle de l'angle zénithal : 0°-70° ;
- Nombre d'évenements : **1000**

  Pour les études liées à l'angle zénithal, **500** évènements sont étudiés. Les incertitudes statistiques restent bien infirieurs à 5%. Ceci est dû au temps CPU qui prend des valeurs extrêmement grandes, en particulier pour le noyau de fer primaire simulé avec le modèle d'interaction hadronique **EPOS-LHC** ;

3.4.1 Distribution de N_{max} et X_{max}

Dans une première étape, nous avons calculé les distributions du nombre maximal de particules chargées N_{max} et la profondeur atmosphérique du maximum de la gerbe, X_{max} pour les noyaux cosmiques primaires proton (p), Helium (He), Azote (N), fer (Fe) et les rayons-γ d'énergie de 10^{20} eV (figure 3-2, figure 3-3)). Comme on peut le voir, les distributions de N_{max} de tous les noyaux se chevauchent étroitement. La différence entre les pics correspondants est inférieure à 5%, mais la différence avec la distribution des rayons-γ est beaucoup plus prononcée. Ceci peut être attribué au fait que la production de particules secondaires dans le cas de l'interaction hadronique dépend beaucoup plus de l'énergie primaire que de la masse. Le chevauchement est beaucoup plus faible dans les distributions X_{max}. Par ailleurs, plus la masse primaire est légère, plus les fluctuations sont importantes et plus la position du pic de distribution est profonde. Cette corrélation s'explique facilement par le modèle de superposition, qui suppose qu'un noyau primaire de masse A et d'énergie E_0 est équivalent à A nucléons indépendants chacun d'énergie E_0/A [122]. Ainsi, les gerbes générées par les noyaux primaires se développent en moyenne plus rapidement, c'est-à-dire plus haut dans l'atmosphère, que les gerbes de protons de même énergie.

Les gerbes initiées par les rayons gamma sont purement électromagnétiques. Bien que la longueur du rayonnement électromagnétique (37 g . cm^{-2}) soit inférieure aux longueurs d'interaction hadronique typiques (100 g . cm^{-2}), les gerbes initiées par les hadrons cosmiques se développent plus rapidement que les gerbes de rayons gamma [123]. Cela est dû au fait que dans les interactions hadroniques, un grand nombre de particules secondaires est produit, atteignant des valeurs de plusieurs centaines aux énergies les plus élevées. Cela explique pourquoi les gerbes de rayons gamma comprennent un plus grand nombre de rayons cosmiques secondaires (électrons et photons) et atteignent leurs maxima à des valeurs plus élevées de X_{max}.

3.4.2 N_{max} et X_{max} en fonction de l'énergie primaire E_0

Nous nous sommes également intéressés à l'évolution de N_{max} en fonction de l'énergie de différentes particules primaires tel que les noyaux d'He, d'Azote et de fer (figure 3-4). Nous remarquons que N_{max} croît lineairement avec l'énergie : plus l'énergie primaire (p, He, N et fer) est élevée, plus le nombre maximal de particules chargées est important.

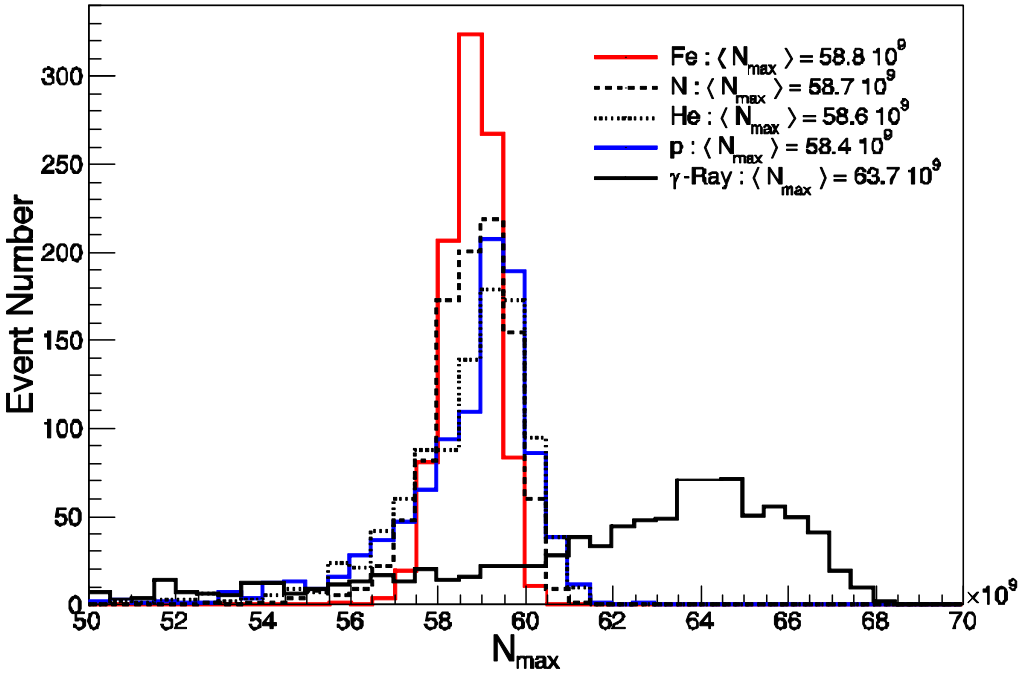

FIG. 3-2 – Distribution du nombre maximal de particules chargées $\langle N_{max} \rangle$ pour différentes particules primaires (photon, proton, helium, azote et noyau de fer) d'énergie égale à 10^{20}eV, en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC.

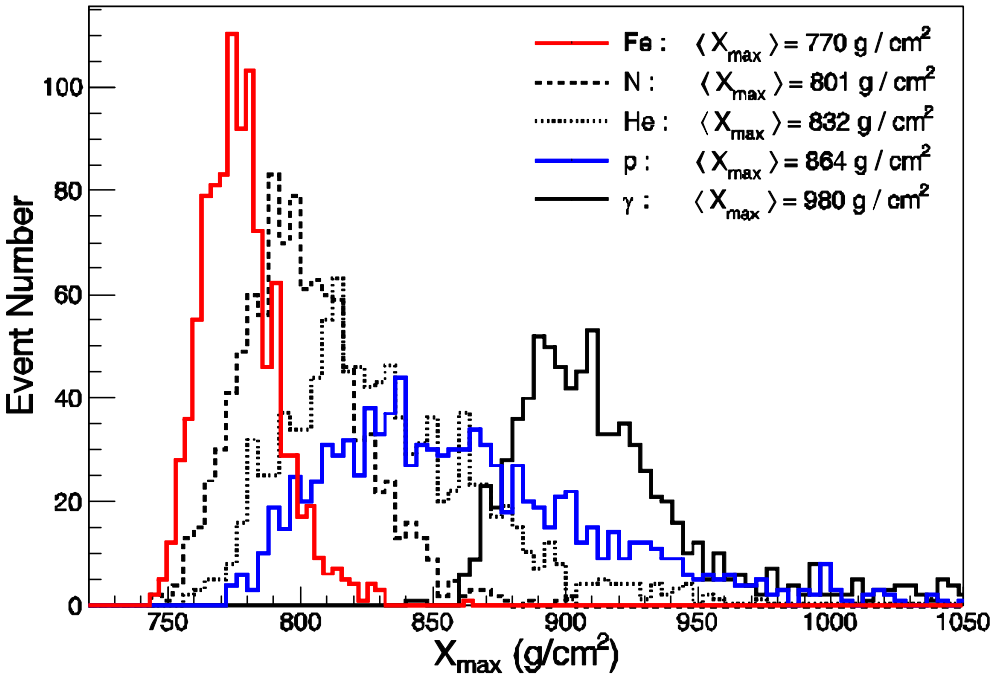

FIG. 3-3 – Distribution de la profendeur maximal du profile longitudinal de la gerbe $\langle X_{max} \rangle$ pour différentes particules primaires (photon, proton, helium, azote et noyau de fer) d'énergie égale à 10^{20} eV, en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC

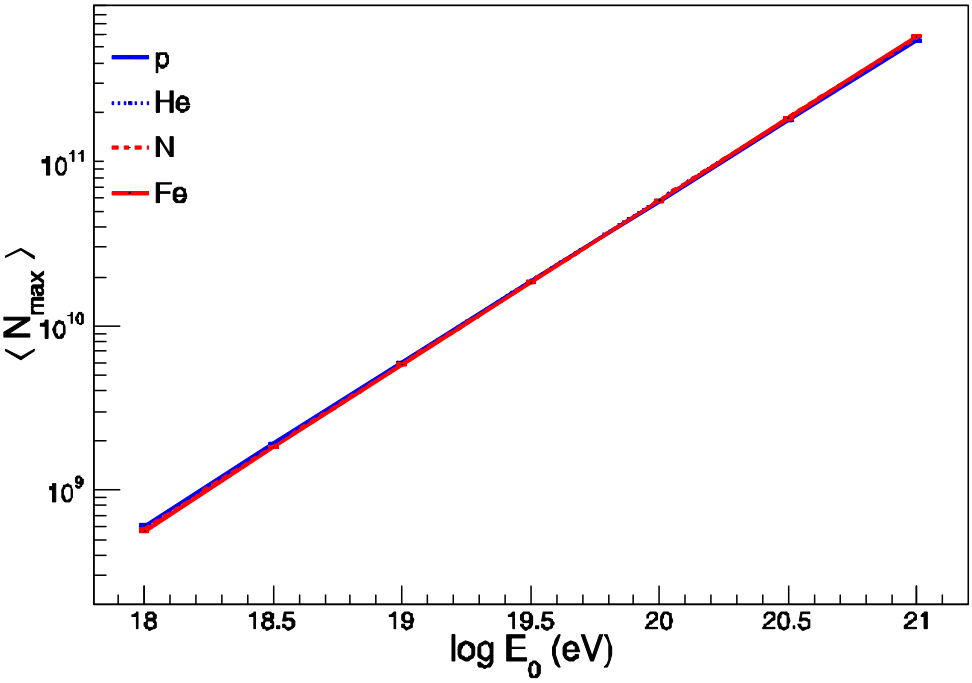

FIG. 3-4 – Nombre maximal moyen ⟨Nmax⟩ des particules chargées en fonction de l'énergie E_0 pour différentes particules primaires (p, He, N, Fe) en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC.

D'autre part, il n' y a pas de différence significative entre les valeurs de N_{max} quel que soit le type de la particule primaire et ce, dans tout l'intervalle d'énergie.

A titre d'exemple, le rapport N_{max}(proton)/N_{max}(fer) est pratiquement égale à l'unité. Ceci s'explique par le principe de superposition ; chaque interaction d'un noyau de nombre de masse A et d'énergie E_0 est traitée comme une superposition de A interactions (de A nucléons) d'énergie E_0/A.

La figure 3-5 présente la variation de la profondeur moyenne $\langle X_{max} \rangle$ en fonction de l'énergie log E_0 pour quatre types de particules primaires (p, He, N, et noyau de fer) en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC. Nous constatons que le $\langle X_{max} \rangle$ est très affecté par la masse de la particule primaire et augmente linéairement avec le logarithme de E_0.[3]

Sur tout l'intervalle $(10^{18} - 10^{21})$ eV, nous remarquons une différence de la profondeur maximale moyenne $\langle X_{max} \rangle$ d'environ 100 g/cm^2 entre deux gerbes initiée respectivement par un proton et un noyau de fer.

[3] log E_0 : désigne la fonction logarithme décimal de E_0.

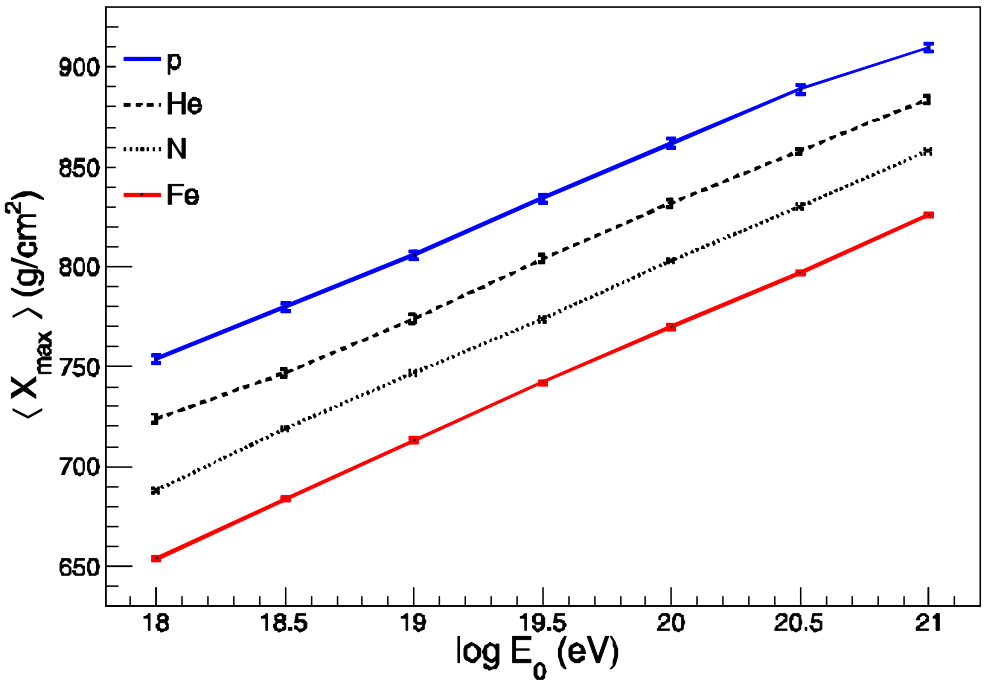

FIG. 3-5 – Profondeur atmosphérique moyenne ⟨Xmax⟩ en fonction de log E_0 pour différentes types de particules primaires, en utilisant le modèle d'interaction hadronique EPOS-LHC. Les barres d'erreur représentent $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$, où σ est l'écart type et N le nombre d'événements simulés.

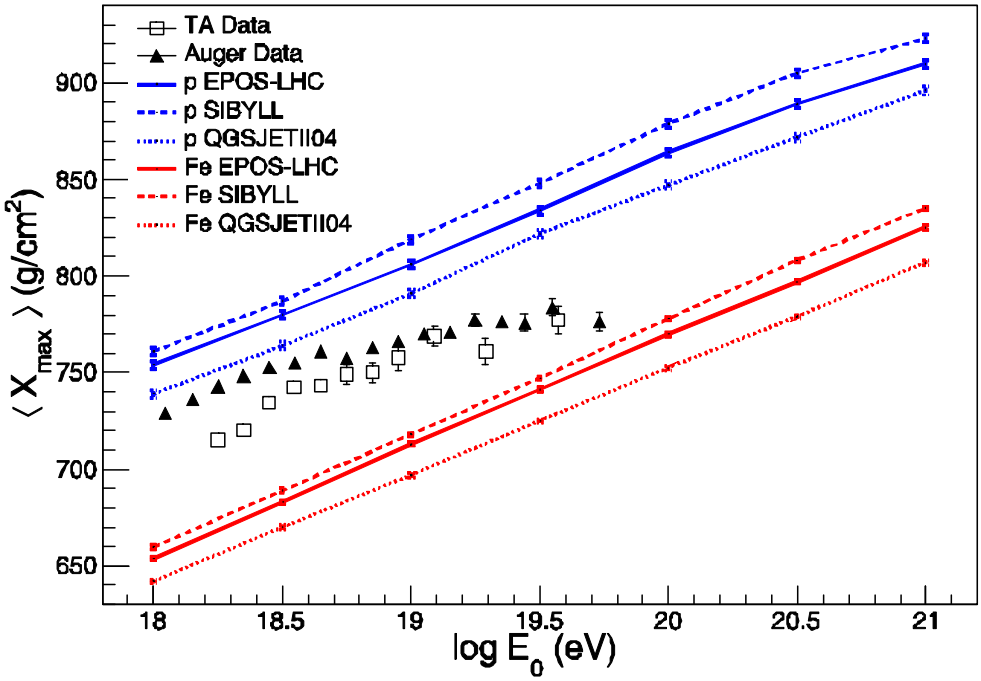

FIG. 3-6 – Variation de la profondeur moyenne ⟨Xmax⟩ avec l'énergie E_0 pour un proton et un noyau de fer primaires. Les données d'Auger [15] et de TA [14] sont également présentées.

Dans la figure 3-6, nous avons présenté la profondeur moyenne $\langle X_{max} \rangle$ calculée (simulation) et $\langle X_{max} \rangle$ expérimental Auger [7], [124] et Telescope Array [14] en fonction de l'énergie E_0, pour un proton et un noyau de fer primaires

A travers tout l'intervalle d'énergie étudié, 10^{18}- 10^{21} eV, nous constatons également une différence de la profondeur moyenne $\langle X_{max} \rangle$ d'environ 100 g/cm^2 entre les deux types de particule (p, Fe). Une telle différence est assez suffisante pour extraire des informations concernant la masse de la particule primaire en comparant les données expérimentales aux simulations. La différence entre les valeurs de $\langle X_{max} \rangle$ prédites par nos simulations avec les différents modèles d'interaction hadronique reste inférieure à 2%.

La conclusion essentielle que nous pouvons en déduire ici est que la masse de la particule cosmique primaire d'UHE est d'autant plus élevée que l'énergie primaire E_0 est grande et ce, quel que soit le modèle d'interaction hadronique.

Ce résultat est confirmé par l'étude de la variation de la déviation standard σ_{Xmax} avec l'énergie primaire E_0 figure 3-7.

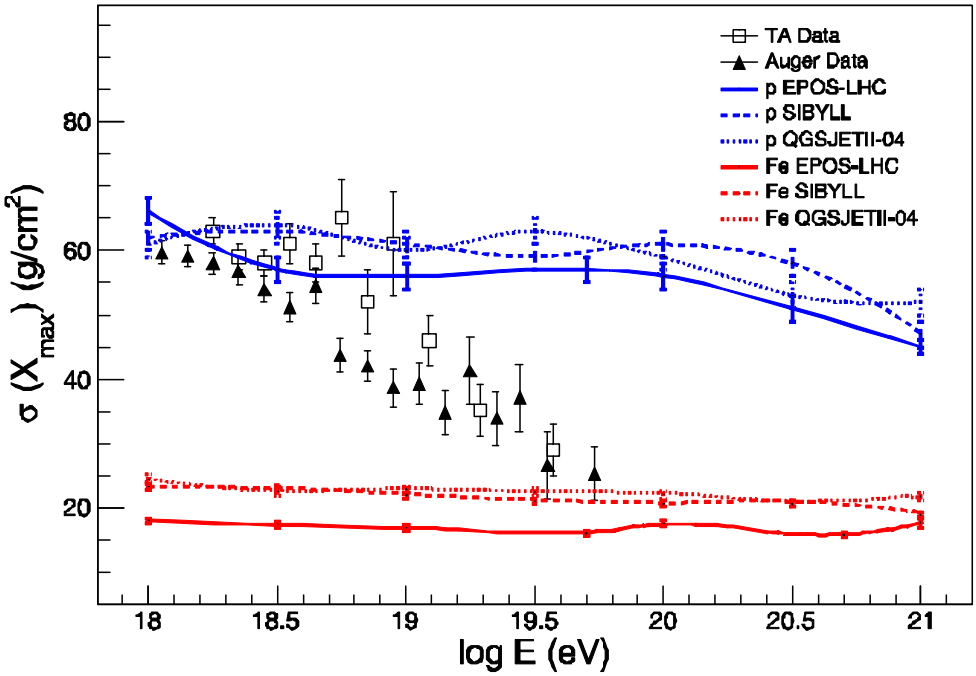

FIG. 3-7 – Variation de la dispersion σ(Xmax) avec l'énergie E pour un proton et un noyau de fer primaires. Les données d'Auger [15] et de TA [14] sont également présentées.

3.4.3 N_{max} et X_{max} en fonction de l'angle zénithal

Par ailleurs, nous avons étudié le nombre maximal $\langle N_{max} \rangle$ (figure 3-8), la profendeur moyenne $\langle X_{max} \rangle$ et la dispersion $\sigma(X_{max})$ en fonction de l'angle zénithal (θ) (figure 3-9), pour différentes particules primaires (proton et un noyau de fer) d'énergie 10^{20} eV. Comme indiqué auparavant, l'écart entre les différents modèles est négligeable ($< 5\%$). Les valeurs de ces trois grandeurs varient à peine dans tout l'intervalle d'angle (θ), ceci indique que l'angle zénithal ne joue pas un rôle actif.

3.4.4 Profil longitudinal en fonction de l'angle zénithal

D'autre part, nous nous sommes intéressés aux profils longitudinaux de particules chargées de grandes gerbes atmosphériques initiés par différentes particules primaires d'énergie 10^{20} eV (figure 3-10). On remarque que la composante électronique (e^+, e^-) domine toutes les autres (muons, hadrons). En fait, les électrons- positrons sont d'un grand intérêt car ils sont directement liés au signal de fluorescence détecté par les télescopes au sol, tels que Pierre Auger et Telescope Array ou embarqués dans des satellites comme

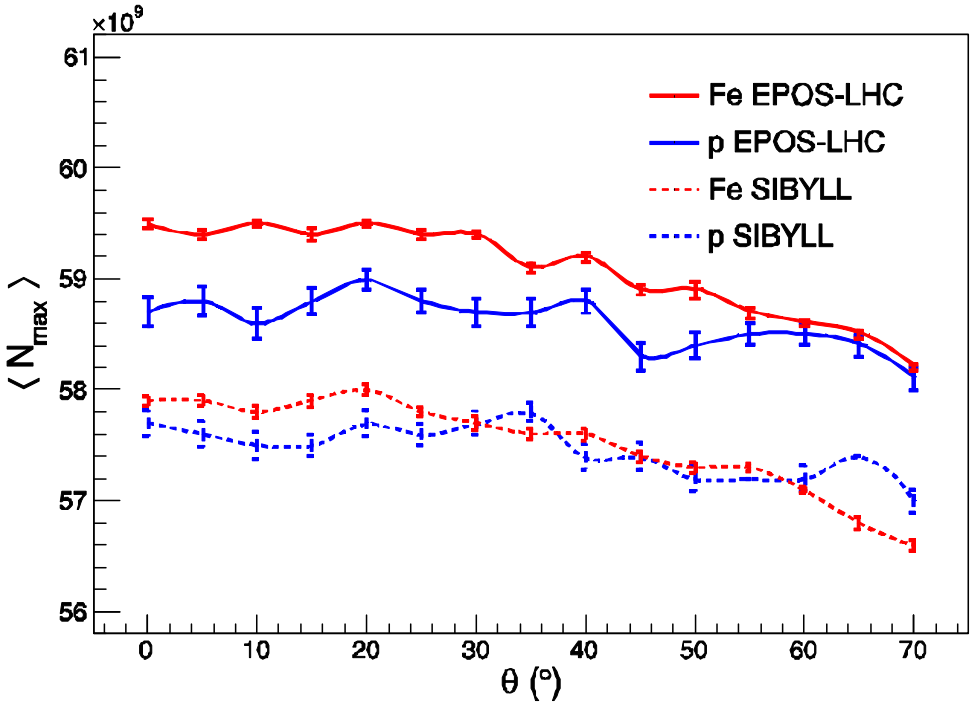

FIG. 3-8 – Nombre maximal ⟨Nmax⟩ en fonction de l'angle zénithal pour des protons et des noyaux de fer à d'énergie égale 10^{20} eV.

dans le cas de la future expérience JEM-EUSO. Nous nous sommes donc concentrés sur ce profil et nous avons étudié la variation du nombre moyen d'électrons $\langle N_e \rangle$ avec l'angle zénithal (θ) (figure 3-11). On constate qu'une discrimination proton-fer est décelable à faibles angles zénithaux, jusqu'à environ 38°.

Ceci devient plus visible quand on trace le taux R, en fonction de l'angle zénithal (θ) (figure 3-12), défini comme suit :

$$R = \frac{\langle N_{e-Fe} \rangle - \langle N_{e-p} \rangle}{(\langle N_{e-Fe} \rangle + \langle N_{e-p} \rangle)/2} \tag{3.2}$$

Dans cette dernière figure (figure 3-12) , nous remarquons que l'évolution du taux R avec l'angle zénithal confirme la possibilité d'une discrimination p-Fe aux faibles angles zénithaux ($\theta \leq 25°$), et ce quel que soit le modèle d'interaction hadronique utilisé. Cette propriété remarquable peut être utilisée pour compléter la méthode standard d'étude de la composition massique des rayons RCUHE, qui est basée sur les distributions $\langle X_{max} \rangle$ comme mentionné précédemment.

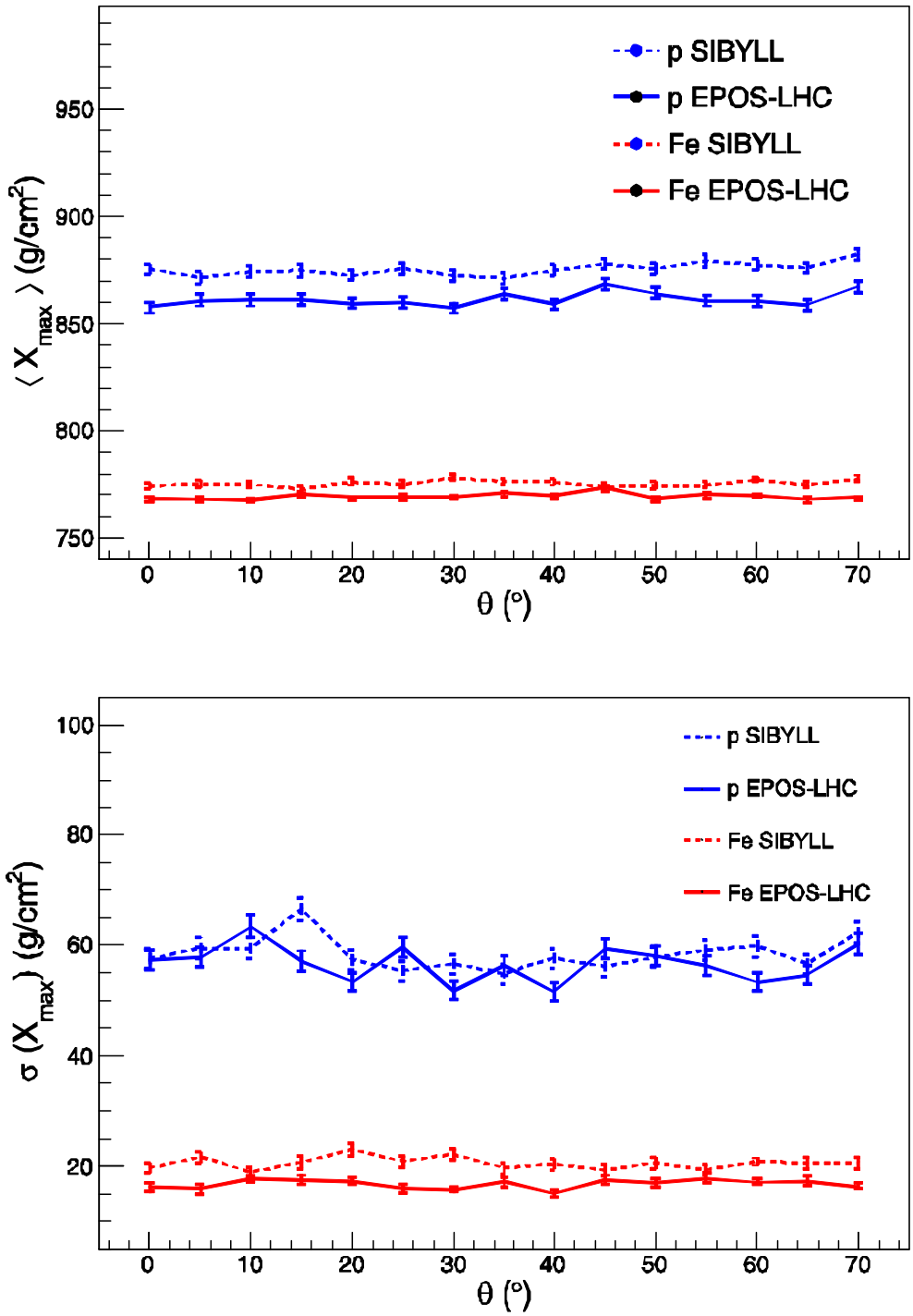

FIG. 3-9 – Profondeur moyenne ⟨Xmax⟩ (en haut) et dispersion σ(Xmax) (en bas) en fonction de l'angle zénithal pour des protons et des noyaux de fer à d'énergie égale à 10^{20} eV en utilisant différents modèles d'interaction hadronique (EPOS-LHC, QGSJET II-04 et SIBYLL).

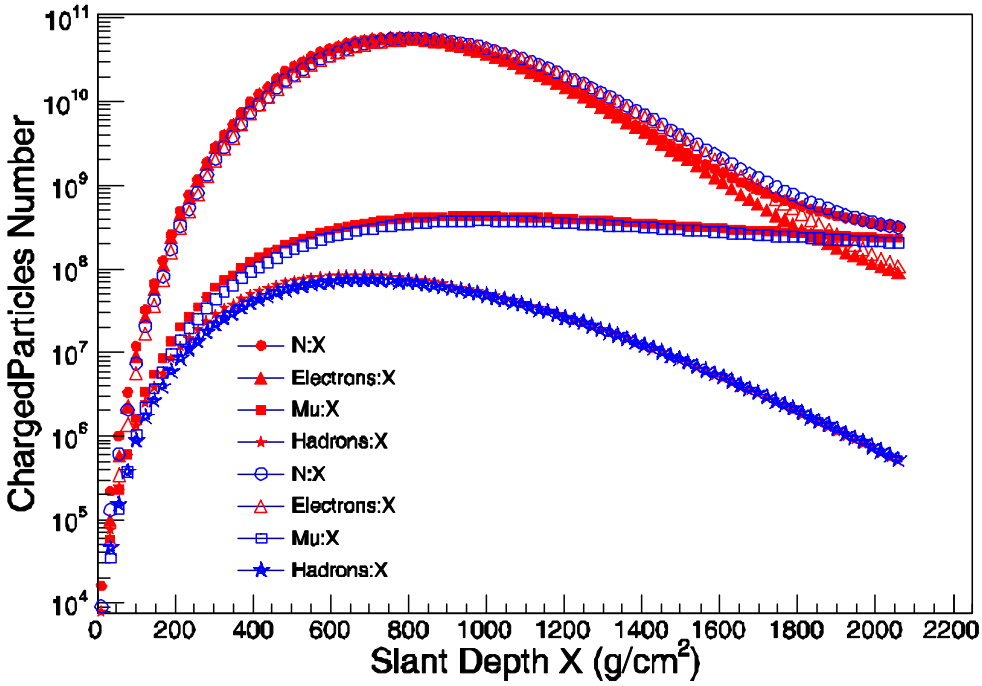

FIG. 3-10 – Profil des particules chargées en fonction de l'angle zénithal pour un proton et un noyau de Fer d'énergie 10^{20} eV en utilisant EPOS-LHC comme modèle d'interaction hadronique.

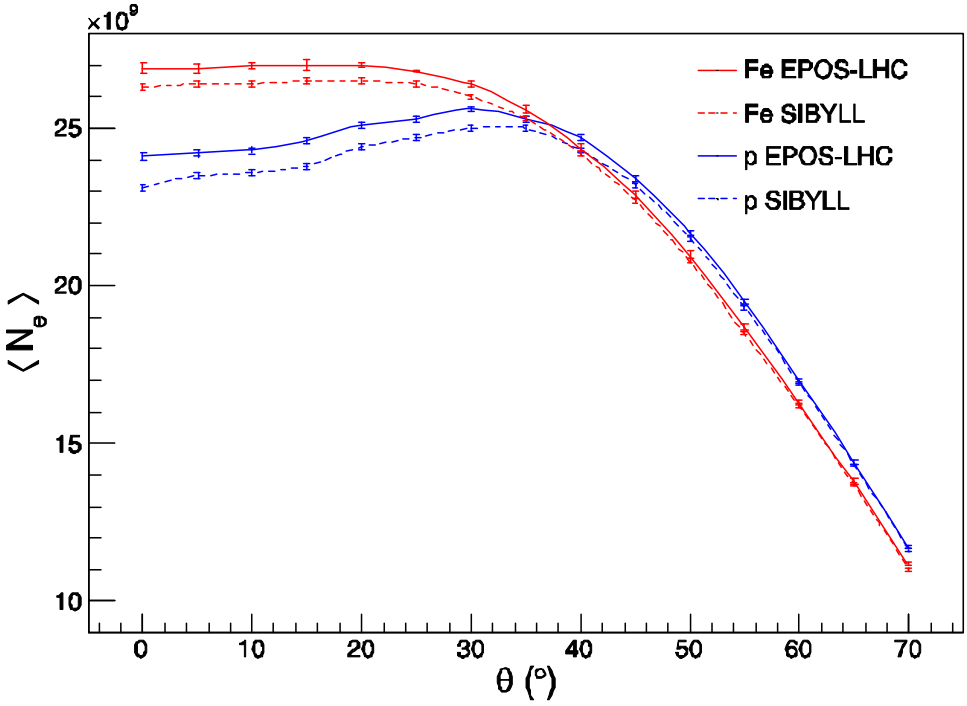

FIG. 3-11 – Nombre moyen d'électrons $\langle N_e \rangle$ en fonction de l'angle zénithal pour un proton et un noyau de fer primaires d'énergie 10^{20}eV.

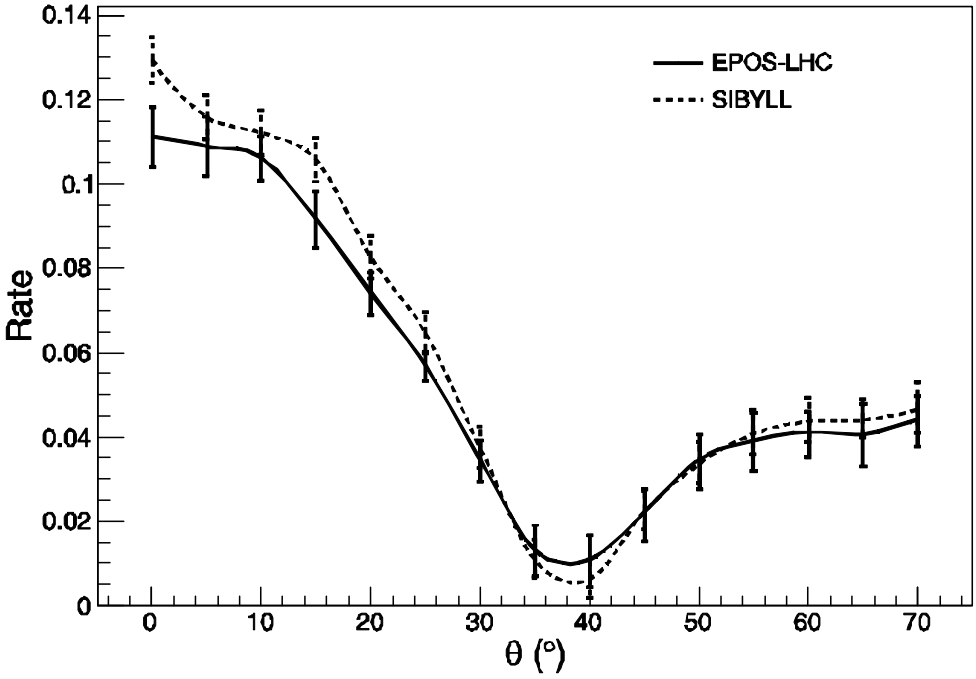

FIG. 3-12 – Taux R en fonction de l'angle zénithal pour un proton et un noyau de fer primaires d'énergie 10^{20} eV.

Conclusion

Conclusion

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RCUHE) sont les particules les plus énergétiques, jamais détecté par les êtres humains auparavant. Des mesures réalisées pendant pratiquement un siècle nous ont révelé que ces particules chargées sont probablement extragalactiques bien que la nature de leur source est restée inconnue. Pour une meilleure compréhension de l'origine, la connaissance de leur composition massique est essentielle. Seule une étude numérique peut atteindre cet objectif car la masse des rayons cosmiques primaires n'est pas directement observée par les expériences. Dans ce travail, nous avons utilisé le code hybride CONEX rapide en combinaison avec des modèles d'interaction hadronique à haute énergie pour simuler de grandes gerbes de l'air initiées par différents types de particules primaires d'Ultra haute energie. Nos résultats montrent que la profondeur atmosphérique moyenne de la gerbe maximale $\langle X_{max} \rangle$ et sa dispersion $\sigma(X_{max})$ sont très sensibles à la masse de la particule primaire. Cependant, les modèles d'interaction hadronique introduisent un certain nombre d'incertitudes inévitables dans l'identification de la particule primaire. La comparaison des $\langle X_{max} \rangle$ et $\sigma(X_{max})$ calculés avec les données expérimentales Auger et TA montre que la masse des RCUHE devient de plus en plus lourde à mesure que l'énergie augmente et ce, quel que soit le modèle d'interaction hadronique utilisé. Nos résultats montrent que l'étude des grandes gerbes de l'air ayant des faibles angles zénithaux peut fournir une méthode supplémentaire pour étudier la composition massique des RCUHE. Cet effet peut s'avérer très utile en comparaison avec la méthode standard.

L'étape suivante consiste à utiliser nos résultats comme données d'entrée pour le code de simulation de l'expérience JEM-EUSO (OffLine). L'étude du profil d'intensité du signal de fluorescence apportera très probablement plus de lumière sur la masse primaire des RCUHE.

Annexe A

Annexe A

Détecteur à scintillation

A.1 Introduction générale (définition)

Luminescence : Émission de photons (lumière visible, UV, rayons X) après absorption d'énergie. Dépôt d'énergie dans le matériau par :

- Lumière → Photoluminescence
- Chaleur → Thermoluminescence
- Son → Sonoluminescence
- Énergie électrique → Electrolumineszence
- Déformation mécanique → Triboluminescence
- Réactions chimiques → Chimioluminescence
- Organisme vivant → Bioluminescence

Le passage d'un rayonnement incident dans un matériau scintillant permet la production et l'émission de la lumière visible ou UV (les photons de luminescence). La lumière produite a deux principaux mécanismes :

- **Fluorescence** : émission de lumière par une substance qui a absorbé de la lumière ou un autre rayonnement électromagnétique de longueur d'onde différente. Dans la plupart des cas, la lumière émise a une longueur d'onde plus longue. L'émission suit peu de temps après (environ 10 ns).

- **Phosphorescence** : Similaire à la Fluorescence, cependant la réémission n'est pas immédiate. La transition entre les niveaux d'énergie et l'émission de photons est retardée (ms jusqu'à heures).

Parties d'un détecteur basé sur Scintillateurs.

A.2 Propriétés des scintillateurs

Les Caracteristiques recherchees des scintillateurs sont :

- **L'efficacité S de scintillation** : le rapport S entre le nombre moyen de photons emis L et l'energie du rayonnement incident absorbée dans le scintillateur E doit être haut. $\frac{dL}{dx} = S\ \frac{dE}{dx}$ ou $L = S\ E$.
- **Linéarité** : la lumière produite doit être proportionnelle à l'energie déposée.
- **Luminescence rapide** : le temps de décroissance τ de 1 - 2 ns pour les plus rapides. (La décroissance de l'intensite lumineuse de la fluorescence est donnee par : $I = I_0 e - \frac{t}{\tau}$).
- **Longueur d'onde de la luminescence de préférence dans le bleu ou le visible**.
- **La transparence** : à la longueur d'onde d'émission.
- **Indice de réfraction proche de 1.5** (du verre) : pour permettre un bon couplage optique avec le dispositif photosensible afin de minimiser les pertes de lumière.
- **Densité élevée** : suffisantes pour arrêter des particules electromagnetiques de très hautes energies.
- Peut être fabriquer en gros volumes. - Matière non hygroscopique. - Matière mécaniquement résistante.

A.3 Types de scintillateurs

A.3.1 Scintillateurs organiques

il sont constitues d'atomes de carbone et d'hydrogène. Ils sont très efficace pour la spectroscopie β et la detection de neutrons rapides. Ils sont aussi très bien adaptes pour la mesure du temps car ils ont un temps de décroissance très court. Ils existent sous forme :

- Cristaux organiques : l'anthracèneC14H10, stilbène, ... ,
- Plastiques : obtenus en dissolvant un scintillateur organique dans un polymère.
- Liquides : le xylène, toluène, ...

Le processus de fluorescence surgit de transitions dans la structure de nivaux d'énergie de molécules simples (figureA-1). A temperature ambiante, la molécule est dans son état fondamental S_{00}. L'absorption de l'énergie du rayonnement incident conduit la molecule dans un état éxcite : - Les état superieures à S_1 se deséxcitent rapidement (10^{-13} s) non

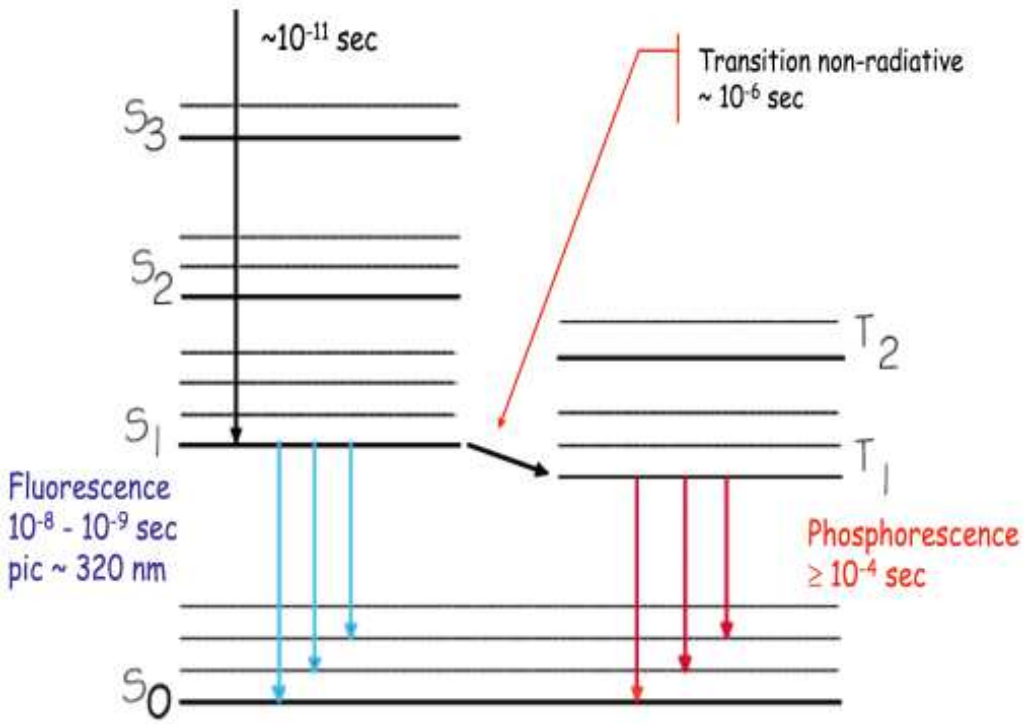

FIG. A-1 – Niveaux d'énergie électroniques π.

radiativement.

La fluorescence correspond à la lumière émise lors des transitions vers les niveaux S_0.

Les états T_1 peuvent aussi être excites après ionisation des molécules mais le temps de leur vie caractéristique est beaucoup plus long. Ce phénomène parasite est appele **phosphorescence**.

Dans certains cas encore, des molécules dans l'état T_1 peuvent reabsorber de l'énergie et se retrouver dans l'état S_1, donnant lieu à un nouveau phénomène de fluorescence décalée dans le temps, appele **fluorescence retardée** (elle sont gênantes expérimentalement).

A.3.2 Scintillateurs inorganiques : (cristaux intrinsèques ou avec activateurs)

Les scintillateurs inorganiques sont des matériaux (en général un isolant)$\rightarrow$ l'existence d'un grand "gap" en énergie (bande interdite) de quelques eV entre la bande de valence et de conduction. On les trouve uniquement en phase solide. On peut utiliser soit des cristaux pures (intrinsèques avec structure cristalline parfaite ou avec des defauts) soit

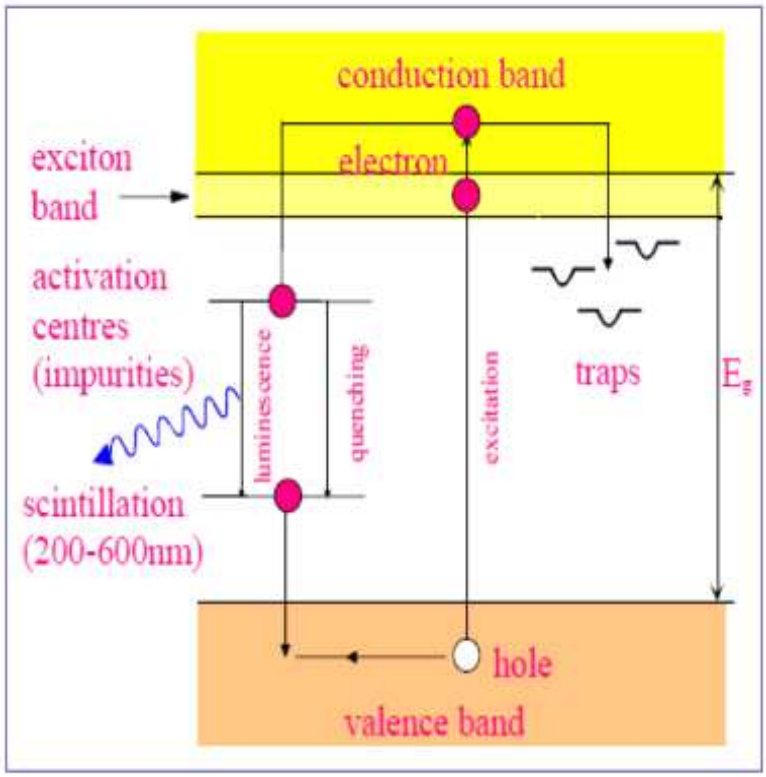

FIG. A-2 – Structure de bandes dans les crisrtaux inorganiques dopés.

des cristaux dopes (extrinsèques avec un comportement qui va être domine par les atomes d'impuretes appelés activateurs ou dopants quand ils sont introduits volontairement).

Le mécanisme de scintillation est lie au comportement collectif des atomes du reseau cristallin.

- Les cristaux intrinsèques sont très délicats à utiliser car ils genèrent des photons ultraviolets.

- On prefère utiliser des cristaux extrinsèques : l'ajout d'impuretes (activateur) modifie la structure cristalline→ l'apparition de bandes d'énergie intermediaire entre la bande de valence et la bande de conduction. Il y a alors possibilite de transitions d'électrons de la bandede valence vers des niveaux d'énergie de l'activateur puis desexcitations avec émissions de photons dans le visible (figure A-2).

A.4 Les photomultiplicateurs (PM)

Le photomultiplicateur (PM) convertit la lumière de scintillation en signal électrique.(figure A-3)

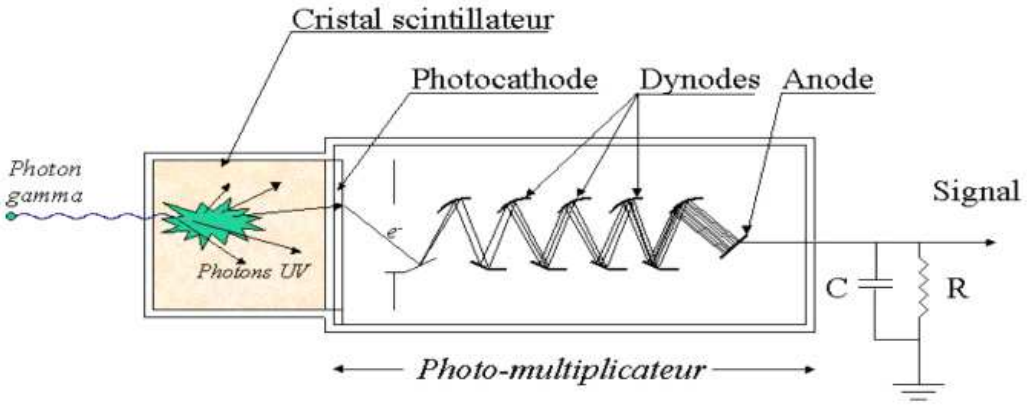

FIG. A-3 – Photo-Mutiplicateur

Il est compose de :

1 photocathode + N dynodes + 1 anode et d'une embase électronique (H.T croissantes) permettant l'alimentation des differentes parties et la pré-amplification du signal.

- Le principe est directement basé sur l'effet photo-électrique (absorption d'un photon par un atome avec l'ejection d'un électron de l'atome) se passant sur la fenêtre de la photocathode. On parle généralement d'efficacité quantique d'un PM.

EQ = Nombre de photo – électrons émis / Nombre de photons incidents

- Les électrons ainsi créés sont accélères dans les champs électriques croissant sur les différents dynodes.

- L'amplification de charge est en général directement proportionnelle au nombre initial de photo-électrons. Le facteur multiplication d'une dynode est :

$\delta =$ **Nombre d'électrons secondaires é mis / Nombre d'électrons incidents**

- Le gain total d'un PM est : $\mathbf{Gain}_{total} = \alpha\delta\mathbf{N}$ (typiquement : 10^6-10^9). α est la fraction de photo-électrons collectés par la structure de multiplication.

Pour plus de détails sur le détecteur à scintillation, consultez les références ([125], [126], [127], [128], et [129]).

Bibliographie

[1] Linsley. J. Phys. Rev. Lett., 10 : 146 − 148, (1963).

[2] Bird D. J. et al., Astrophy J. 441 : 144 (1995).

[3] Batista. A, R., et al., Front. Astron. Space Sci.,3606, 23, (2019).

[4] Anchordoqui, L. A., Phys. Rep., 801, 1, (2019).

[5] Sarazin, F., et al., Bull. Am. Astrom. Soc., 51 no.3, 93, (2019).

[6] Zyla, P. A., et al., Prog. Theor. Exp. Phys., 083C01, (2020).

[7] Aab, A., et al., Phys. Rev. D, 90, 122006, (2014).

—a, Astrophys. J., 802, 111,(2015).

— b, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, 798, 172, (2015).

— Science, 357, 1266, (2017).

[8] Abu-Zayyad, T., et al., Nucl. Instrum. Meth.Phys. Res. A, 689, 87, (2012).

_ Astrophys. J. Lett., 768, L1, (2013).

[9] Abraham, J., et al. a, Phys. Rev. Lett., 104, 091101 —. 2010b, Phys. Rev. B, 685, 239, (2010).

[10] Greisen K., Phys. Rev. Lett. 16748, (1966).

[11] Zatsepin, G. T., & Kuz'min, V. A., J. Exp. Theor. Phys. Lett., 4, 78, (1966).

[12] Kuzmin V. A. et G. T. Zatsepin, Pisma Zh. Eksp. Tear. Fiz. 4114, (1966).

[13] Allard, D., et al., J. Cosmol. Astropart. Phys., 0810, 033, (2008).

[14] Abbasi, R. U., et al., Astrophys. J. Lett., 790, L21, (2014).

— Astropart. Phys., 64, 49, (2015).

— Astrophys. J., 858, 76350, (2018).

[15] Castellina, A., et al., Proc. 36th Int. Cosmic Ray Conf., PoS (ICRC2019) 004, (2019).

[16] Hanlon, W., et al., JPS Conf. Proc., 19, 011013, (2018).

[17] Adams, J. H., et al., Astropart. Phys., 44, 76, (2013).

[18] Anchordoqui, L. A., et al., Phys. Rev. D, 101, 023012, (2020).

[19] Bergmann T. et al., Astropart .phys.26, 420-432, (2007).

[20] Pierog, T., et al., Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 151, 159, (2006).
—. Phys. Rev. D., 92, 034906, (2015).

[21] Charles T. Rees Wilson, Proc. Roy. Soc. $68 : 151 - 161, (1901)$.

[22] Victor H. Phys. Zeit., $13 : 1084 - 1091, (1912)$.

[23] Kolhorster. Phys. Zeit., $14 : 1153, (1913)$.

[24] Pierre A. Roland M. et al., Compt. Rend. Acad. Sci.(Ser.II), $206 : 1721 - 1722, (1938)$.

[25] Penzias A. Wilson. R.W. Astrophys. J., $142 : 419 - 421; (1965)$.

[26] Hayashida N. et al., Astron. J. $120, 2190$ (2000).

[27] Abda-Zayyad T. et al., Astropart. Phys. $3, 157 - 174$, (2005).

[28] Y. Shikaze et al., (ICRC2003), Tsukuba, Japan, (2003).

[29] J. Abraham et al., Phys. Rev. Lett., $101 : 061101, (2008)$.

[30] Cronin J. W., Review of Modern Physics vol $71N°2$, (1999).

[31] Cronin J et al., Sci. Amer. $44, 276$, (1997).

[32] Nagano M. and Watson A.A., Rev. Mod. Phys. **72**, 689, (2000).

[33] J. A. Simpson, Nucl. Part. Sci., $33 : 323 - 382$, (1983).

[34] BoyleP.J.et al.,Proc.30 th Int.Cosmic Ray Conf.(Merida) $2; 87$, (2007).

[35] De Marco d., P . Blasi et A. V. Olinto, Astrpart. Phys. $20, 53 - 65$, (2003).

[36] A. Aab et al. (Pierre Auger), Phys. Rev. Lett. 125, 12, 121106 (2020).

[37] R. U. Abbasi et al. (Telescope Array), Astrophys. J. 865, 1, 74 (2018).

[38] Ajima Y. et al, Nucl Instr and Meth A44371, (2000).

[39] Guzik T.G. et al, Adv in Space Res $331763 - 1770$, (2004).

[40] Seo E.S. et al, Adv in Space Res $331777 - 1785$, (2004).

[41] Kamioka E. et al, Adv in Space Res $261839 - 1845$, (2001).

[42] Asakimori K. et al, Astrophysical Journal 502278 – 283, (1998).

[43] Girard L., thèse de l'université de Savoie, (2004).

[44] Antoni T. et al., Nucl. Instr. & Meth. A513490 – 510, (2003).

[45] Brownlee R.G. et al., Canadian J. of phys, (1968).

[46] Afanasiev B.N., Int. Symp on EHECR 32, (1996).

[47] Linsley J., Phys. Rev. Lett. 10, 146, (1963).

[48] Piron F., thèse de l'université Paris XI Orsay, (2000).

[49] Hinton J.A. et al., New Astron. Rev. 48331 – 337, (2004).

[50] Lorentz E. et al., New Astron. Rev. 48339 – 344, (2004).

[51] Weekes T.C. et al., Astropart. Phys. 17221, (2002).

[52] Lawrence M.A. et al., J. of Phys. G17733, (1991).

[53] Aba-Zayyad T. et al., Astropart. Phys. 23, 157 – 174, (2005).

[54] Huggins W., Proc. Roy. Soc. A 72, 196. (1903).

[55] Ahrens J. at al., Phys. Rev. D66012005, (2002).

[56] Ahrens J. at al., New Atron. Rev. 48519 – 525, (2004).

[57] Sokalski I. Et al., hep-ex/0501003, (2005).

[58] Tsirigotis A. et al., Eur. Phys. J. C33S956, (2004).

[59] Allan H.R., "Progress in elementary particle and cosmic rays physics" vol X, Wilson & Wonthusen eds., p 171, (1971).

[60] Ardouin D. et al., asrto-ph/0504297 v1, (2005).

[61] Badea A.F. et al., astro-ph/0409319 (2004).

[62] Fermi E., Phys. Rev. Vol 75-8, 1169 (1949).

[63] Ostroski M., Astropart. Phys. 18, 229-236, (2002).

[64] Biermann P. et G. Sigl, Lect. Notes Phys. 576, 1-26, (2001).

[65] https ://www.futura-sciences.com/sciences/definitions/astronomie-noyau-actif-galaxie-5011/.

[66] https ://fr.wikipedia.org/wiki/Sursaut_gamma/Amas_de_quasars.

[67] http ://nrumiano.free.fr/Fetoiles/neutrons.html.

[68] Hillas A.M., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 425-444 (1984).

[69] Mattei A., Proc.XXXXeme . Renc. de Moriond (2005) .

[70] Ruffini R. et al., astro-ph/0409341 (2004).

[71] Arman T., et al., arXiv :2004.07907v2 [astro-ph.HE] 24 May (2020).

[72] Pierre C.,. 4 juillet, (2005).

[73] Sigl G., Annals Phys. 301, 53-64 (2002).

[74] Sarkar S., hep-ph/0202013 (2002).

[75] Sigl G., Space Sci. Rev. 75, 375-385 (1996).

[76] Gonzalez-Mestres L., Physics/9704017 (1997).

[77] Coleman S. et S.L. Glashow, Phys. Rev. D59 116008 (1999).

[78] Fodor Z. et al., hep-ph/0310112 v1 (2003).

[79] Barrau A., Astropart. Phys. 12 269-275 (2000).

[80] Hagiwara K. et Y. Uehara, Phys. Lett. B517, 383-386 (2001).

[81] Skobelzyn,D.Z.Phys. 54,686–702 (1929).

[82] Auger,P. etal. Rev. Mod. Phys. 11,288–291 (1939).

[83] Graisser, T.M. Hillas, A. M. Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf, Plovdiv, 8 ; 353 (1977).

[84] R. Bellotti et al. , Phys. Rev. D53, 35 (1996).

[85] S. Haino et al., Phys. Lett. B 594, 35 (2004).

[86] W. Heitler, The Quant um theory of radiation, Oxford, (1954).

[87] J. Matthews, Astropart. Physics 2 2, pp. 387-397, (2005).

[88] http ://ipnwww.in2p3.fr/auger/

[89] The Auger Collaboration, "The Pierre Auger Project Design Report",(1996). http ://www.auger.org/admin/index.html.

[90] J.Abrahametal. [AugerCollaboration], Nucl. Instrum. Meth. A 523 50 (2004).

[91] Multi-messenger physics with the Pierre Auger Observatory, Aab, Alexanderand Abreu ,Pedro and Aglietta, et al., arXiv preprint arXiv :1904.11918, (2019).

[92] M. de Naurois, thèse de Do ctorat de l'Université Paris VI (2000).

[93] P.Necesal, J. Phys. Conf. Ser. 293, 012036, (2011).

[94] B.Keilhauer, GAP Note 2003-107.

[95] http ://www.telescopearray.org.

[96] T.Okuda, Proceedings, 10 th International Symposium on Cosmology and Particle Astrophysics (CosPA 2013) : Honolulu, Hawaii, USA, November 12-15, (2013), (2014).

[97] F. Kajino et al., Nucl. Instr. Meth. A 623422 (2010).

[98] A. Zuccaro Marchi et al., Proc. 32nd Int. Cosmic ray. Conf., Beijing, 852 arXiv :1204.5065 (ICRC 2011).

[99] Y. Kawasaki et al., Proc. 32nd Int Cosmic ray. Conf., Beijing, 472 arXiv :1204.5065 (ICRC 2011).

[100] M. Casolino et al., Proc. 32nd Int. Cosmic ray. Conf., Beijing, 1219 arXiv :1204.5065 (ICRC 2011).

[101] 18. M. Ricci et al., Proc. 32nd Int. Cosmic ray. Conf., Beijing, 0335 arXiv :1204.5065 (ICRC 2011).

[102] B. Pastircak, et al., Proceedings, 32nd Int. Symposium on Physics in Collision (PIC 2012), September 12-15, pp. 248–353, (2012).

[103] Y. Takahashi et al., New Journal of Physics, 11, 065009 (2009).

[104] Drescher, H. J., & Farrar, G. R., Phys. Rev. D, 67,370116001. (2003).

[105] D. Heck et al. Corsika : A monte carlo code to simulate extensive air showers. Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA, 6019, (1998).

[106] T. Antoni et al. [KASCADE Collaboration], "The Cosmic Ray Exp eriment Kascade", Nucl. Instrum. Meth. A 513,490, (2003).

[107] http ://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/.

[108] https ://root.cern.ch/.

[109] Nicholas Metropolis, « The Beginning of the Monte Carlo Method », Los Alamos Science, no 15, p. 125-130, (1987).

[110] Nicholas Metropolis et Stanislaw Ulam, « The Monte Carlo Method », vol. 44, no 247, p. 335-341, septembre (1949).

[111] Ralf Ulrich. Fast Hybrid Air Shower Simulations with CONEX. Pennsylvania State University, (2010).

[112] H.Fesefeldt. Reportpitha-85/02.RWTH Aachen, (1985).

[113] http :\\www.fluka.org.

[114] S.A.Bassetal.,Prog.Part.Nucl.Phys.41(1998)225.

[115] S. Ostapchenko & A.I. Pavlov. Nucl. Phys. B (proc. suppl.), 52B :17, (1997).

[116] P. Lipari R.S. Fletcher, T.K. Gaisser and T. Stanev. Sibyll : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. Phys. Rev., D 50 :5710, (1994).

[117] Ahn, Eun-Joo and Engel, Ralph and Gaisser, Thomas K. and Lipari, Paoloand Stanev, Todor, Physical Review D,80,9. American Physical Society (APS), (2009).

[118] J. Ranft. The dual parton model at cosmic ray energies. Phys. Rev., D 51 :64, (1995).

[119] W.R. Nelson, H. Hirayama,and D.W.O.Rogers, Report SLAC265, (1985).
http ://www.slac.stanford.edu / pubs / slacreports / slac-r265.
http ://www.irs.inms.nrc.ca/inms/irs/EGS4/getegs4.

[120] J. Knapp, D. Heck, S. J. Sciutto, M. T. Dova and M. Risse, Astropart. Phys. 19 (2003).

[121] D. Heck, J. Knapp, J. N. Cap devielle, G. Schatz, T. Thouw, "CORSIKA : A Monte Carlo Code to simulate Extensive Air Showers"
: http ://www-ik.fzk.de/ heck/corsika/physics description/corsika phys.html.

[122] Gaisser, T. Cosmic rays and particle physics. (Cambridge : Cambridge University Press), (1990).

[123] Mollerach, S., & Roulet, E. Prog. Part. Nucl. Phys., 98, 85, (2018).

[124] Yushkov, A. Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference, Madison, U.S.A PoS 482, (2019).

[125] J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintil lation Counting, (1964).

[126] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach . Dec.(2012).

[127] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement . Hoboken,N.J :Wiley,4editioned., Aug.(2010).

[128] M.-E. Lecavalier, M. Goulet, C. N. Allen, L. Beaulieu, and D. Larivière, Chemical Communications ,vol.49,no.99,p.11629, (2013).

[129] Costel Petrache, Détecteurs à scintillateur, Détecteurs solides. UE6 Costel Petrache. Université Paris XI & IPN Orsay. Dec.(2007).

Article

J. Astrophys. Astr. (2021) 42:108
https://doi.org/10.1007/s12036-021-09782-8
© Indian Academy of Sciences

Numerical study of the composition of ultra-high-energy cosmic rays

G. LAKEL, M. C. TALAI* and R. ATTALLAH

Department of Physics, Faculty of Science, Badji Mokhtar University, P. O. Box 12, 23000 Annaba, Algeria.
*Corresponding author. E-mail: talai.mc@univ-annaba.org

MS received 14 May 2021; accepted 30 September 2021

Abstract. Several experiments around the world, like the ground-based observatories Pierre Auger and Telescope Array, and soon the space telescope JEM-EUSO, are investigating ultra-high-energy cosmic rays, trying to solve the mystery of their origin. The mass composition of these particles is a key piece of information crucial for a better understanding of the problem. Yet it cannot be observed directly but rather inferred from the simultaneous measure of the energy E_0 of the primary particle and the atmospheric depth $X_{\max}$ of its shower maximum. The conversion of $(E_0, X_{\max})$ into a primary mass can only be achieved by air-shower simulation. The paper investigates this question through detailed Monte Carlo calculations of air showers initiated by ultra-high-energy cosmic rays of 10^{18}–10^{20} eV. The calculations were carried out using the code CONEX in combination with different up-to-date hadronic interaction models. The obtained results are compared to the most recent data from the current experiments.

Keywords. CONEX code—slant depth—UHECR—shower profile.

1. Introduction

Primary cosmic particles with energies greater than about 10^{18} eV are called ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs). They are the highest-energy particles ever observed on Earth. The first detection of a cosmic ray in this energy range was achieved at the Volcano Ranch experiment (Linsley 1963). The energy was estimated at about 10^{20} eV. The record holder so far is a cosmic particle with an energy of 3×10^{20} eV observed by the Fly's Eye detector (Bird *et al.* 1995). Although known for many decades now, the origin of UHECRs is still puzzling scientists. In addition, the mechanism of acceleration able to generate such extreme energies remains unknown. The identification of the enigmatic sources of UHECRs will definitely reveal some of the most energetic astrophysical accelerators existing in the Universe (Alves Batista *et al.* 2019; Anchordoqui 2019; Sarazin *et al.* 2019).

The extremely low flux of UHECRs, the limited size of the detector and the observation time make direct detection of individual events simply not feasible. Fortunately, when such a particle penetrates the Earth's atmosphere, it collides with the air nuclei and creates a so-called extensive air shower (EAS), which is a huge cascade of secondary particles to be detectable at the ground (Zyla *et al.* 2020). An EAS is typically accompanied by Cherenkov radiation, radio emission and fluorescence light, and spreads over a large area on the ground. EAS measurements are commonly used to infer the properties of primary UHECRs.

The Pierre Auger Observatory (Auger) in Argentina (Aab *et al.* 2015b) and the Telescope Array (TA) in the USA (Abu-Zayyad *et al.* 2012) are the major experiments currently underway in this field. They are both large-scale hybrid experiments, combining two complementary observation techniques to improve the quality of data. They deploy a huge array of ground-based particle detectors along with a set of telescopes which collect the fluorescence light emitted by the atmospheric nitrogen excited by the shower. Auger and TA have investigated UHECRs over the past decade with unprecedented precision and statistics, yielding invaluable information about the energy spectrum, the mass composition and the anisotropy of arrival directions. These three observables provide very important clues to the origin of UHECR particles.

Published online: 03 November 2021

So far, the main findings of intensive research in the field of UHECRs may be summarized by the following points:

- The observed spectrum exhibits two major features not yet fully understood. The first is a hardening of the spectrum at about 4×10^{18} eV, also known as the "ankle" of the spectrum, and the second is a strong decrease above 4×10^{19} eV (Abraham *et al.* 2010b; Abu-Zayyad *et al.* 2013). This flux suppression occurs at almost the same energy as expected from the long-sought GZK effect, which describes the energy attenuation of cosmic-ray protons and heavier nuclei in the interactions with the cosmic microwave background (CMB) photons (Greisen 1966; Zatsepin & Kuz'min 1966). However, one cannot exclude the possibility of running out of energy at the cosmic accelerators (Allard *et al.* 2008).
- Both Auger and TA measurements indicate a light composition around the ankle (Abraham *et al.* 2010a; Abbasi *et al.* 2015). Above 10^{19} eV, the Auger (Castellina *et al.* 2019) and TA (Abbasi *et al.* 2018) data show a gradual trend towards a heavier elemental composition. The data from both experiments are found to be quite compatible within experimental uncertainties at all energies (Hanlon *et al.* 2018).
- Below the ankle, the arrival directions are highly isotropic (Aab *et al.* 2015a). At higher energies, Auger and TA reported strong hints of anisotropy. The TA data show a concentration of events (hotspot) above 5.7×10^{19} eV around the Ursa Major (Abbasi *et al.* 2014). The Auger data indicate the existence of a large-scale anisotropy above 8×10^{18} eV at more than a 5.2σ level of significance (Aab *et al.* 2017). These observations constitute the first experimental pieces of evidence for an extragalactic origin of cosmic rays at the highest energies.

At the beginning of the evolution of an EAS (the development phase), the successive interactions lead to an increase in the number of secondary particles and, hence, the average energy per particle decreases. However, the particles lose progressively their energy throughout their paths by exciting and ionizing the air molecules, the less energetic ones being literally stopped. When the average energy per particle falls to below a critical value, the number of particles in motion decreases (the extinction phase). When transiting from the development phase to the extinction phase, the number of secondary particles in the shower reaches a maximum value $N_{\max}$. This quantity is proportional to the energy E_0 of the primary cosmic particle, regardless of mass. The atmospheric depth of the shower at its maximum of longitudinal development, denoted as $X_{\max}$, is very sensitive to the primary mass, as different primary particles produce different mean values $\langle X_{\max} \rangle$ and different dispersions (RMS) $\sigma(X_{\max})$ (Aab *et al.* 2014).

The simultaneous measurement of E_0 and $X_{\max}$ is the most reliable technique to study the mass composition of UHECRs and thus help to shed more light on the issue of their origin. These two parameters can be observed directly with fluorescence telescopes which allow us to measure the longitudinal profile of EASs. This is the case with Auger and TA as aforementioned, they do have such devices besides surface detectors which measure the lateral distribution of the EASs. The next generation of instruments devoted to the investigation of cosmic rays of extreme energy, such as the space detectors JEM-EUSO (Adams *et al.* 2013) and POEMMA (Anchordoqui *et al.* 2020), will consist only of air-fluorescence telescopes.

The conversion of $\langle X_{\max} \rangle$ and E_0 measurement in terms of primary mass can only be achieved by means of EAS simulation. It should be emphasized here that the determination of the primary mass is not possible on an event-by-event basis. It is rather deduced on a statistical basis from the comparison of the observables $\langle X_{\max} \rangle$ and E_0 with the predictions from different theoretical models. Moreover, it is important to note that the hadronic interaction is poorly known at ultra-high energy, which entails uncertainties in EAS simulations and hence in the assessment of the mass composition of UHECR particles.

Here, we present the results of our numerical study of the mass composition of UHECRs, carried out with the program CONEX (Pierog *et al.* 2006; Bergmann *et al.* 2007) in association with different up-to-date high-energy hadronic interaction post-LHC models. We examine in depth the sensitivity of $\langle X_{\max} \rangle$ and $\sigma(X_{\max})$ on the mass of the primary particle and draw meaningful conclusions from the comparison with the most recent data of the Auger Observatory and the TA experiment. We also discuss the physical factors that may have a noticeable impact on this sensitivity, such as the zenith angle of the primary particle.

The paper is organized as follows. After this introduction we give in Section 2 some details of the Monte Carlo simulation setup. We discuss the results

of our calculations in Section 3. We end our study with a brief conclusion in Section 4.

2. Simulation setup

Detailed simulation of the development of EASs in the Earth's atmosphere, while taking into account of all the relevant particle interactions, is necessary to interpret experimental data. It is especially required to deduce the main characteristics of primary UHECRs, such as energy, mass and arrival direction. In this respect, the full Monte Carlo code CORSIKA is the de facto standard (Heck *et al.* 1998). Unfortunately, straight-forward Monte Carlo simulation of EASs initiated by UHECRs is extremely time consuming. In order to circumvent this difficulty, several groups have developed fast hybrid programs which combine the numerical solution of the cascade equations with Monte Carlo simulation. Commonly used codes are COSMOS,[1] SENECA (Drescher & Farrar 2003) and CONEX (Pierog *et al.* 2006; Bergmann *et al.* 2007). The latter, a by-product of CORSIKA, allows for efficient calculation of the longitudinal profile of EASs, including fluctuations. It is thus suitable for the interpretation of data from current and future air-fluorescence experiments. The predictions of the CONEX and CORSIKA simulation codes are found to be in very good agreement (Pierog *et al.* 2006).

In this work, we used the program CONEX version 2r6.40 coupled to different hadronic interaction models, namely EPOS-LHC (Pierog *et al.* 2015) (default), QGSJETII-04 (Ostapchenko 2011, 2014), QGSJET01 (Kalmykov *et al.* 1997) and SIBYLL 2.1 (Engel *et al.* 1992; Fletcher *et al.* 1994; Ahn *et al.* 2009) at high energy, and UrQMD 1.3 (Bass *et al.* 1998) at low energy. For a given primary mass, energy and zenith angle, we calculated the energy deposit profile as well as the charged particle and muon longitudinal profiles. Furthermore, we performed an extended Gaisser–Hillas fit in a similar way to what is implemented in CORSIKA (Gaisser & Hillas 1977):

$$N(x) = N_{\max}\left(\frac{x - X_0}{X_{\max} - X_0}\right)^{(X_{\max}-X_0)/x} \exp\left(\frac{X_{\max} - x}{\lambda}\right), \tag{1}$$

$N_{\max}$ is maximum number of particles observed at depth $X_{\max}$, X_0 and λ are fit parameters depending on the primary mass and energy.

[1] http://cosmos.icrr.u-tokyo.ac.jp/.

CONEX options involved in our simulations are the following:

- Primary particle: gamma-ray (γ), proton (p), α-particle (He), nitrogen nucleus (N), and iron nucleus (Fe);
- Primary particle energy: 10^{18}–10^{21} eV;
- Zenith angle θ range: 0–70°. When we don't mention any value for the zenith angle, it takes 60°, the default value of the CONEX code;
- Photon/electron energy cut-off: 0.001 GeV;
- Hadron/muon energy cut-off: 1 GeV.
- Number of simulated events: 1000. For the studies related to the zenithal angle we used 500 events with statistical uncertainties remaining well below 5%. This is due to the CPU time which takes values extremely large, especially for iron nucleus simulated with the hadronic interaction model EPOS-LHC.
- Hadronic interaction models: we mainly used EPOS-LHC and SIBYLL except for the comparison of $X_{\max}$ and $\sigma(X_{\max})$ vs. the primary cosmic nuclei energy with the experimental results where we added the simulation with QGSJETII-04.

3. Results and discussion

3.1 $N_{\max}$ *and* $X_{\max}$ *distributions*

As a first step in our study, we calculated the distributions of the maximum number of charged particles $N_{\max}$ and the atmospheric depth of shower maximum $X_{\max}$ for primary cosmic nuclei (protons, He, N, Fe) and γ-rays at the energy of 10^{20} eV (Figure 1). As can be seen, the distributions of $N_{\max}$ of the all nuclei are tightly overlapped, the difference between the corresponding peaks being <5%, but the difference with the distribution of γ-rays is much more pronounced. This can be attributed to the fact that the production of secondary particles in the case of the hadronic interaction depends much more on the primary energy than mass. The overlapping is much smaller in the $X_{\max}$ distributions. In addition, the lighter the primary mass the larger the fluctuations and the greater the position of the distribution peak. This correlation can be easily explained by the superposition model, which assumes that a primary nucleus of mass A and energy E_0 is equivalent to A independent nucleons each of energy E_0/A (Gaisser 1990). Therefore, showers generated by primary nuclei develop on average more rapidly, i.e.

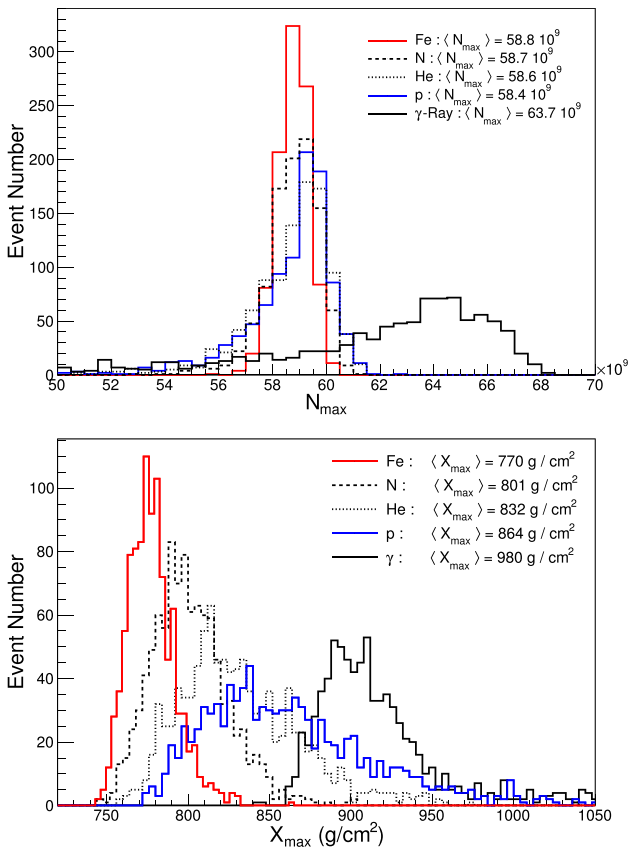

Figure 1. $N_{\max}$ (top) and $X_{\max}$ (down) distributions for different primary nuclei and γ-rays at 10^{20} eV using the EPOS-LHC hadronic interaction model.

higher in the atmosphere, than proton showers of the same energy.

The showers initiated by gamma rays are purely electromagnetic. Although the electromagnetic radiation length (~ 37 g/cm^2) is smaller than the typical hadronic interaction lengths (~ 100 g/cm^2), showers initiated by cosmic-ray hadrons develop faster than gamma-ray showers (Mollerach & Roulet 2018). This is due to the fact that in the hadronic interactions a large number of secondaries is produced, reaching values of several hundreds at the highest energies. This explains why gamma-ray showers include a larger number of secondary cosmic rays (electrons and photons) and reach their maxima at larger values of $X_{\max}$ (Figure 1).

3.2 $N_{\max}$ *and* $X_{\max}$ *vs. primary energy* E_0

We also examined the variation of $N_{\max}$ with the primary energy E_0 for primary protons and iron nuclei (Figure 2). It can be noted here (red dashed line), that

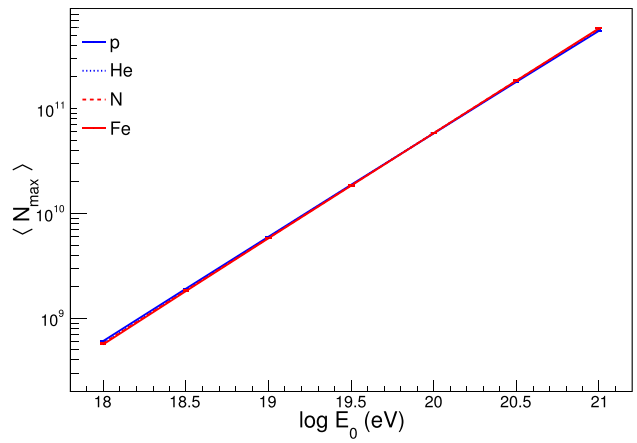

Figure 2. Mean Maximum number $\langle N_{\max}\rangle$ of the charged particles as a function of the energy E_0 for different primary cosmic nuclei using the EPOS-LHC hadronic interaction model.

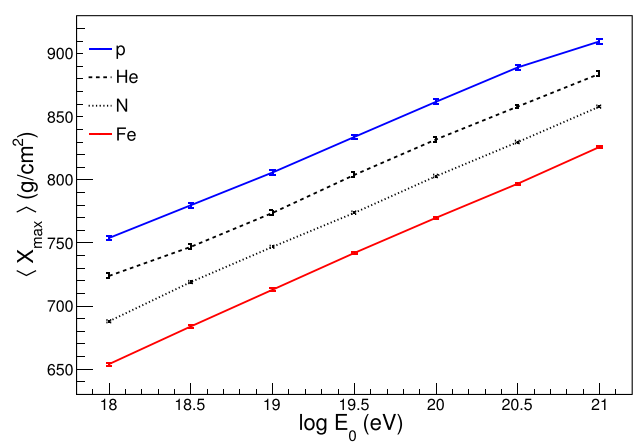

Figure 3. Mean depth $\langle X_{\max}\rangle$ as a function of the energy E_0 for different types of the primary particle using the EPOS-LHC hadronic interaction model. The error bars represent $\sigma/\sqrt{N}$, where σ is the standard deviation and N is the number of simulated events.

$\langle N_{\max}\rangle$ grows substantially linearly with E_0 without any significant difference between the all types of primary particles. As already explained, this indicates that the hadronic interaction relies more heavily on the primary energy than mass.

Figure 3 presents the variation of the mean depth $\langle X_{\max}\rangle$ with the primary energy E_0 in the case of four different types of primary particles (p, He, N, Fe). As shown, $\langle X_{\max}\rangle$ is highly affected by the primary mass and increases logarithmically with E_0. The lighter the primary particle the larger the mean depth in line with the predictions from the superposition model.

Figure 4 shows the comparison of the calculated mean depth $\langle X_{\max}\rangle$ with the Auger (Aab *et al.* 2014;

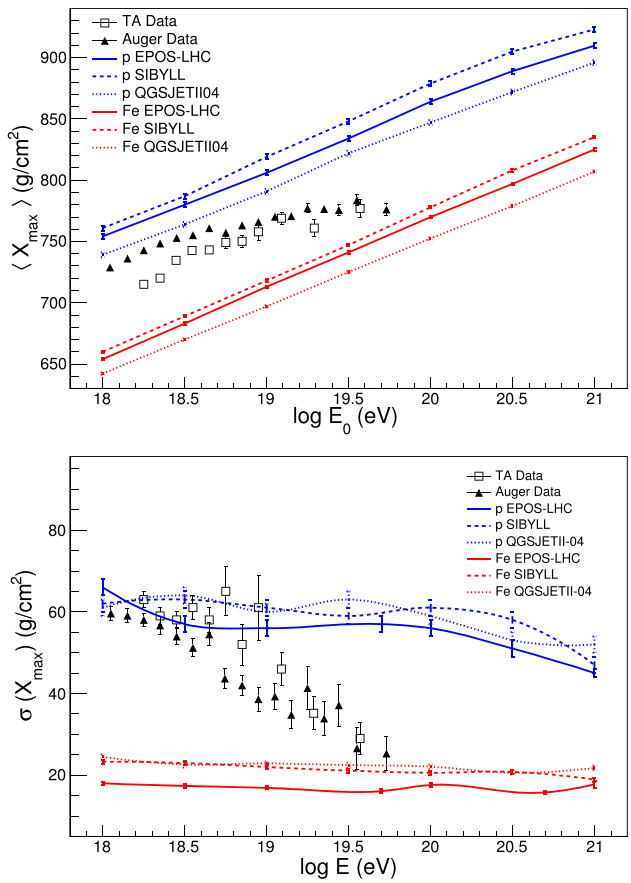

Figure 4. Variation of the mean depth $\langle X_{\max}\rangle$ (top) and the dispersion $\sigma(X_{\max})$ (down) with the energy E_0 for primary protons and iron nuclei using different high-energy hadronic interaction models. Also shown are the data from Auger (Castellina *et al.* 2019) and TA (Abbasi *et al.* 2018).

Yushkov 2019) and TA experimental data (Abbasi *et al.* 2018) for primary protons and iron nuclei using different high-energy hadronic interaction models. All across the studied energy range of 10^{18}–10^{21} eV, one can notice a difference of about 100 g/cm^2 in the calculated values of $\langle X_{\max}\rangle$ between the two primary particles, which is enough to extract some information on the mass of the primary particle from the comparison with experimental data. The difference between the predictions from the used hadronic interaction models is <2%. The main conclusion here is that the mass composition of UHECRs gets heavier as the energy E_0 of the primary particle increases, regardless of the high-energy interaction model. This result is corroborated by the study of the variation of the dispersion $\sigma(X_{\max})$ with E_0, as shown in Figure 4. Such a conclusion has already been reached by many previous work (Aab *et al.* 2014; Abbasi *et al.* 2018). Our results confirm the main finding using up-to-date post-LHC hadronic interaction models.

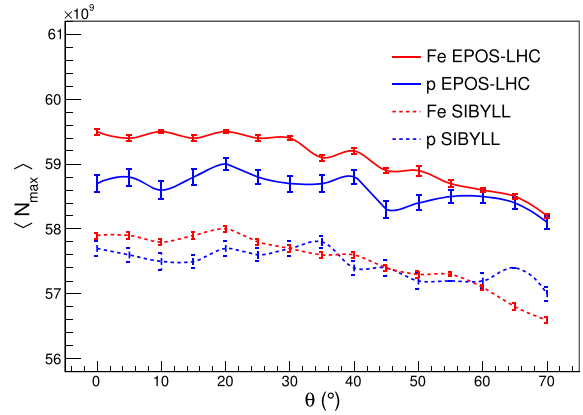

Figure 5. Maximum number $N_{\max}$ as function of the zenith angle θ for primary protons and iron nuclei at the energy 10^{20} eV using different hadronic interaction models.

3.3 $N_{\max}$ *and* $X_{\max}$ *vs. zenith angle* θ

Moreover, we studied the variation of the maximum number $N_{\max}$, the mean depth $\langle X_{\max}\rangle$ and the dispersion $\sigma(X_{\max})$ with the zenith angle θ for primary protons and iron nuclei at the energy of 10^{20} eV and for different hadronic interaction models (Figures 5 and 6). As shown, the discrepancy between the different models is negligible ($<5\%$). The values of these three quantities hardly vary all across the range of θ, thus indicating that the zenith angle does not play here an active role.

3.4 *Longitudinal profile vs. zenith angle* θ

On the other hand, we investigated thoroughly the charged particle longitudinal profiles of EASs initiated by primary protons and iron nuclei at 10^{20} eV (Figure 7). We can notice that the electronic component (e^+, e^-) dominates all others. The electronic profile is of great interest because it is directly related to the fluorescence signal detected by telescopes on the ground, such as TA and Auger or on-board satellites like JEM-EUSO. Therefore, we focused on the electronic profile and we studied the variation of the mean number of electrons N_e with the zenith angle θ for showers generated by primary protons and primary iron nuclei (Figure 8). It can be seen that the p–Fe discrimination is possible at low zenith angles up to about 38°. This is more clear when plotting the rate R, defined as

$$R = \frac{\langle N_{e-Fe}\rangle - \langle N_{e-p}\rangle}{(\langle N_{e-Fe}\rangle + \langle N_{e-p}\rangle)/2}, \quad (2)$$

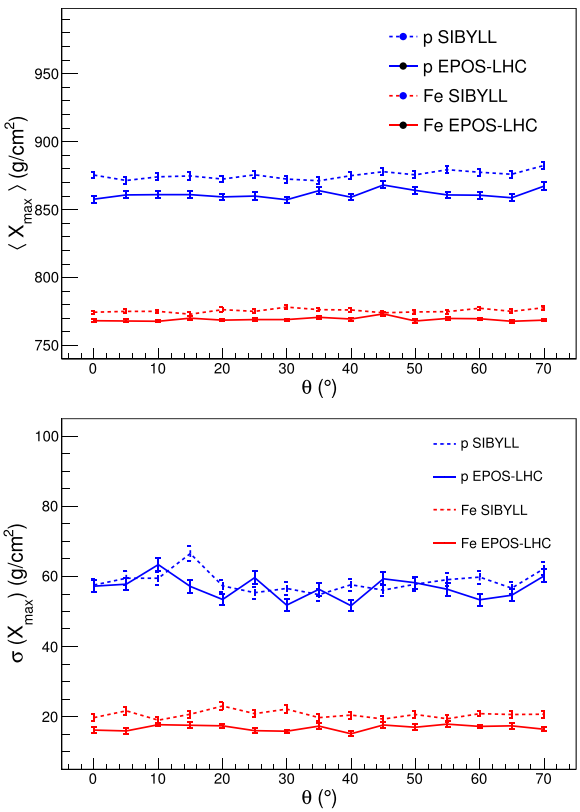

Figure 6. Mean depth $\langle X_{\max} \rangle$ and dispersion $\sigma(X_{\max})$ as a function of the zenith angle θ for primary protons and iron nuclei at the energy of 10^{20} eV using different hadronic interaction models.

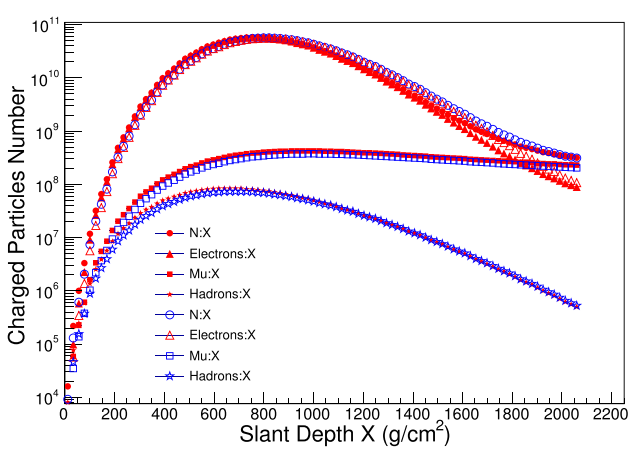

Figure 7. Charged particles profiles vs. zenith angle θ for primary protons (empty markers) and iron (filled markers) nuclei at the energy 10^{20} eV using EPOS-LHC hadronic interaction model.

vs. the zenith angle θ (Figure 9). As can be seen, the evolution of R with θ confirms the possibility of p–Fe discrimination at low zenith angles ($\theta \lesssim 25°$), irrespective of the hadronic interaction model involved. This noticeable property can be used to supplement

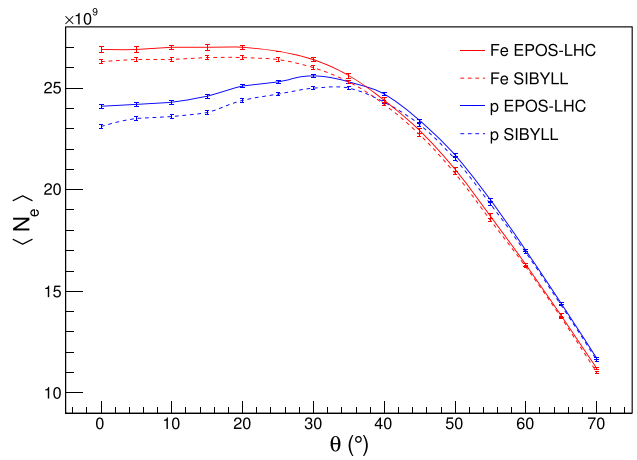

Figure 8. Average electron number vs. zenith angle θ for primary protons and iron nuclei at the energy 10^{20} eV using EPOS-LHC and SIBYLL hadronic interaction models.

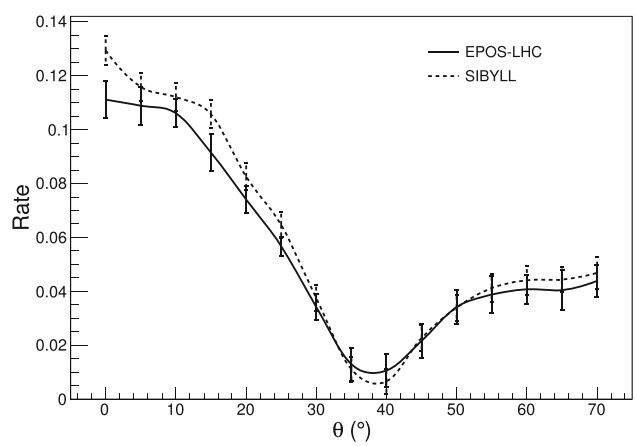

Figure 9. The rate R vs. zenith angle θ for primary protons and iron nuclei at the energy 10^{20} eV using EPOS-LHC and SIBYLL hadronic interaction models.

the standard method for studying the mass composition of UHECRs rays, which is based on the $X_{\max}$ distributions as mentioned earlier.

4. Conclusion

For a better understanding of the origin of UHECRs, the knowledge of their mass composition is essential. Only a numerical study can achieve this purpose as the mass of primary cosmic rays is not directly observed by experiments. In this work, we used the fast hybrid CONEX code in combination with up-to-date high-energy hadronic interaction models to simulate EASs initiated by different UHECRs. Our results show that the mean

atmospheric depth of shower maximum $\langle X_{\max} \rangle$ and its dispersion (RMS) $\sigma(X_{\max})$ are very sensitive to the mass of the primary particle. However, the hadronic interaction models introduce a certain amount of unavoidable uncertainties in the identification of the primary particle. The comparison of the calculated $\langle X_{\max} \rangle$ and $\sigma(X_{\max})$ with the Auger and TA experimental data show that the mass of UHECRs gets heavier as energy increases, irrespective of which high-energy hadronic interaction model is used. The study of EASs with low zenith angles provides an additional method for investigating the mass composition of UHECRs, which would be very useful for cross-checking with the standard method.

The next step is to use our recorded data (CONEX) as input ones for the JEM-EUSO experiment simulation code (OffLine). The study of the fluorescence signal intensity profile will most likely shed more light on the primary mass of UHECRs.

Acknowledgements

We gratefully acknowledge the CORSIKA/CONEX team for making public their excellent simulation code, and for their assistance and support. We also wish to express our thanks to Dr Ralph Engel and Dr Ralf Ulrich from Karlsruhe Institute of Technology (KIT) for welcoming one of the authors during a training period on CORSIKA/CONEX at KIT.

References

Aab A., *et al.* 2014, Phys. Rev. D, 90, 122006
Aab A., 2015a, Astrophys. J., 802, 111
Aab A., 2015b, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, 798, 172
Aab A., 2017, Science, 357, 1266
Abbasi R. U., *et al.* 2014, Astrophys. J. Lett., 790, L21
Abbasi R. U., *et al.* 2015, Astropart. Phys., 64, 49
Abbasi R. U., *et al.* 2018, Astrophys. J., 858, 76
Abraham J., *et al.* 2010a, Phys. Rev. Lett., 104, 091101
Abraham J., *et al.* 2010b, Phys. Rev. B, 685, 239
Abu-Zayyad T., *et al.* 2012, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, 689, 87
Abu-Zayyad T., *et al.* 2013, Astrophys. J. Lett., 768, L1
Adams J. H., *et al.* 2013, Astropart. Phys., 44, 76
Ahn E.-J., *et al.* 2009, Phys. Rev. D, 80, 094003
Allard D., *et al.* 2008, J. Cosmol. Astropart. Phys., 0810, 033
Alves Batista R., *et al.* 2019, Front. Astron. Space Sci., 6, 23
Anchordoqui L. A. 2019, Phys. Rep., 801, 1
Anchordoqui L. A., *et al.* 2020, Phys. Rev. D, 101, 023012
Bass S., *et al.* 1998, Prog. Part. Nucl. Phys., 41, 225
Bergmann T., *et al.* 2007, Astropart. Phys., 26, 420
Bird D. J., *et al.* 1995, Astrophys. J., 441, 144
Castellina A., *et al.* 2019, Proc. 36th Int. Cosmic Ray Conf., PoS(ICRC2019)004
Drescher H. J., Farrar G. R. 2003, Phys. Rev. D, 67, 116001
Engel J., *et al.* 1992, Phys. Rev. D, 46, 5013
Fletcher R., *et al.* 1994, Phys. Rev. D, 50, 5710
Gaisser T. 1990, Cosmic rays and particle physics (Cambridge: Cambridge University Press)
Gaisser T., Hillas A. 1977, Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. (ICRC), 8, 353
Greisen K. 1966, Phys. Rev. Lett., 16, 748
Hanlon W., *et al.* 2018, JPS Conf. Proc., 19, 011013
Heck D., *et al.* 1998, Tech. Rep. 6019, Forschungszentrum Karlsruhe
Kalmykov N., *et al.* 1997, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 52, 17
Linsley J. 1963, Phys. Rev. Lett., 10, 146
Mollerach S., Roulet E. 2018, Prog. Part. Nucl. Phys., 98, 85
Ostapchenko S. 2011, Phys. Rev. D, 83, 014018
Ostapchenko S. 2014, Phys. Rev. D, 89, 074009
Pierog T., *et al.* 2006, Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 151, 159
Pierog T., *et al.* 2015, Phys. Rev. D, 92, 034906
Sarazin F., *et al.* 2019, Bull. Am. Astrom. Soc., 51, 93
Yushkov A. 2019, Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference, Madison, U.S.A PoS 482
Zatsepin G. T., Kuz'min V. A. 1966, J. Exp. Theor. Phys. Lett., 4, 78
Zyla P. A., *et al.* 2020, Prog. Theor. Exp. Phys., 083C01