



Eliel Leandro Alves Junior

**Fenomenologia dos UHCERs detectados pelo
Observatório Pierre Auger**

Volta Redonda

2017

Eliel Leandro Alves Junior

**Fenomenologia dos UHCERs detectados pelo
Observatório Pierre Auger**

Monografia apresentada ao Curso de Graduação em Física com ênfase em Física Computacional da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para a obtenção do Grau de Bacharel em Física.

Orientador:

Prof. Dr. ROGERIO MENEZES DE ALMEIDA

Volta Redonda

2017

*”Tudo tem a sua ocasião própria, e há tempo para todo o
propósito debaixo do céu.”*

Eclesiastes 3:1

*Este trabalho é dedicado ao meu pai Eliel Alves, minha mãe
Vera Alves, meu irmãos Victor Alves, meu irmão Wagner
Alves, meu Tio Binga (in memorian) e a todos os meus
familiares .*

Agradecimentos

Agradeço a Deus e também a minha família: meu pai Eliel, minha mãe Vera, meu irmão Victor e meu irmão Wagner, pelo incentivo, carinho, amor se não fosse por eles, não conseguiria escrevendo esse agradecimento. As minhas tias e tio, Median, Marta e Augusto pelo incentivo. Aos meus primos(as), Viviane, Lucas, Diego e Matheus pelo incentivo. Obrigado por tudo e, *"A maior riqueza da sua vida se chama família"*.

Ao meu orientador, Prof Rogerio M. De Almeida, professor e pesquisador exemplar, um Amigo, primeiramente, sou grato pelos anos trabalhados e ensinamentos que obtive e obrigado por ter acredito em mim nos momentos mais difíceis que passei nessa caminhada. Agradeço a Deus por ter me proporcionado ser seu aluno.

Aos meus professores, Adriano Martins pelos concelhos e carinho, Marcos Veríssimo pelos conselhos e carinho, Carlos Fellows pelos conselhos e carinho, Alexandre pelos conselhos e carinho e ao Aquino Espindola sou grato pelos ensinamentos e conselhos que tive com o senhor, e não poderia de esquecer a melhor matéria e turma que já tive no curso, a temida Física Estatística.

Ao colega de pesquisa Jaime.

Aos meus Amigos de UFF, Raiane, Mariano, Diego, Marcelle, Arthur, Helen, Alessandro, Wagner, Thiago, William Arante, Cadena, Alan Diretor, Lincoln, Marcelo, Piva, Anderson, Calvelli, Molina, Manso, Ramon, Fabrício, Dalpra, Alan Maioli, Leandro, Leo, Ingrid, Nayrana, Clarissa, Leonardo Matos, Vitor, Resende e Yan.

À todos os funcionários da UFF que fiz amizade, e, são muitos.

Sumário

1	Introdução	1
2	Raios Cósmicos	7
2.1	História	7
2.1.1	Anos 1899-1914	7
2.1.2	Anos 1920-1970	9
2.2	Mecanismos de Aceleração	10
2.2.1	Princípio geral de aceleração	10
2.2.2	Mecanismo de aceleração de Fermi de 2º ordem	13
2.2.3	Mecanismo de aceleração de Fermi de 1º ordem	15
2.3	Possíveis Fontes dos UHECRs	16
2.3.1	Galáxia de núcleo ativo (AGNs - Active Galactic Nucle)	16
2.3.2	Explosões de Raios Gama (GRBs - Gamma-Ray Burst)	17
2.3.3	Estrelas de Nêutrons	17
2.4	Propagação dos UHECRs e processos de perda de energia	18
2.4.1	Fotoprodução de píons	19
2.4.2	Produção de Pares	19
2.4.3	Perda de energia adiabática	19
2.4.4	Fotodesintegração de núcleos	20
2.5	Interação com os campos magnéticos	22

2.5.1	O modelo Jansson-Farrar para o campo magnético galáctico	23
2.6	Espectro de Energia	25
2.7	Processos de interação	28
3	Observatório Pierre Auger	31
3.1	Principais Resultados do Observatório Pierre Auger	33
3.1.1	A distribuição das direções de chegada	33
3.1.2	Direções de chegada dos raios cósmicos de ultra-alta energia detectados pelo Observatório Pierre Auger	34
3.1.3	Anisotropia em larga escala detectada pelo Pierre Auger Observatório	36
3.1.4	A dedução da composição Química do primário	38
4	Análise fenomenológica dos dados do Observatório Pierre Auger	40
4.1	Anisotropia dipolar detectados pelo Observatório Pierre Auger com $E > 8$ EeV	43
4.1.1	Resultados	48
5	Conclusão	51

Listas de Figuras

1.1	Espectro de energia dos raios cósmicos (número de partículas por unidade de área, por ângulo sólido, por unidade de tempo) com a energia, resultado feito por J.W.Cronin, T.K.Gaisser e S.P.Swordy [1]. Fonte: [2].	2
1.2	Mapa do céu em coordenadas equatoriais com unidades de $\text{Km}^{-2} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.Fonte: [3].	4
1.3	Resultados do Espectro de Potência Angular obtidos para eventos medidos pelo Observatório Pierre Auger. Figura superior $4\text{EeV} < E < 8 \text{ EeV}$. Figura inferior: $E > 8 \text{ EeV}$	5
2.1	Hess em seu balão em 7 de agosto de 1912.Fonte: [12]	8
2.2	Aumento da ionização com altura medida feita por Hess e Kolhörster.Fonte: [12]	9
2.3	Partículas se chocando com o gás interestelar. Fonte: [23]	13
2.4	Possíveis fontes. Fonte:[37]	18
2.5	comprimento de atenuação de prótons em função de sua energia para diferentes processos de interação. Fonte: [34]	21
2.6	Energia média de um próton como função da distância de propagação para três diferentes energias iniciais. A interação com o CMB degrada rapidamente a energia do raio cósmico.	21

2.7	Fração de raios cósmicos que chegam à Terra, para diferentes energias e núcleos provenientes de fontes cujas distâncias são maiores que D. Fonte: [34]	22
2.8	– Componentes do modelo JF12 para o campo magnético galáctico. Acima à esquerda: regular. Acima à direita: estriada. Abaixo à esquerda:turbulenta. O campo total é exibido abaixo à direita. A estrela em amarelo representa a posição do sistema solar. Extraído de[37]	24
2.9	Fluxo de raios cósmicos em função da energia reconstruída da partícula primária o “joelho” (Knee), o “segundo joelho” (2nd Knee) e o “tornozelo”(Ankle) que impactam uma mudança no valor do índice espectral. Fonte: [39]	26
2.10	Representação do Chuveiro Atmosférico Extenso. Fonte: [44]	28
3.1	À esquerda: Área ocupada pelo Observatório e o esquema do conjunto de detectores do Observatório Pierre Auger.Cada ponto vermelho representa um dos 1.660 detectores de superfície. Os quatro prédios de detectores de fluorescência .A localização dos aparelhos de monitoramento atmosférico, CLF e XLF, próximos ao centro da rede SD também são mostrados. À direita acima: Um dos prédios, Los Leone, que abriga seis telescópios de fluorescência. À direita abaixo: uma estação SD no campo. Fonte:[45]	33

3.2 Em cima: Mapa de cobertura de 27 eventos com energias acima de 57 EeV e distância angular $3,1^\circ$ com as direções de 472 AGNs a uma distância de até 75 Mpc da Terra [27]. Os círculos representam os eventos. Em baixo: o mapa de cobertura de 231 eventos com energias acima de 53 EeV usados na análise de 2015. Os pontos pretos ou brancos representam os eventos. Fonte: [47]	35
3.3 Mapa obtido pela Colaboração Auger, com energia acima de 8 EeV, e uma janela angular de 45° [3]	37
3.4 Resultados obtidos para eventos com $4\text{EeV} < E < 8 \text{ EeV}$, à esquerda, $E > 8 \text{ EeV}$, à direita	38
3.5 À esquerda: valores das médias do X_{max} em função da energia. Também são exibidas as previsões dos modelos EPOS-LHC, Sibyll2.1 e QGSJetII-04. À direita: valores do $\sigma_{X_{max}}$. Os pontos pretos medidas do Observatório Pierre Auger. Fonte: [53]	39
4.1 À esquerda: desvio em relação a D_{min} (Parecido com χ^2) em função de (γ, R_{cut}) O diagrama de cor indica os níveis de confiança: 1σ , 2σ , etc. À direita: valores dos parâmetros obtidos para o primeiro e o melhor (segundo) mínimo.Fonte: [54]	41

4.2	Acima: espectro de energia de UHECRs (multiplicado por E^3) os parâmetros correspondentes ao melhor ajuste (à esquerda) e ao mínimo local $\gamma \approx 1$ (à direita). A linha vermelha representam $A = 1$, Cinza: $2 \leq A \leq 4$, Verde: $5 \leq A \leq 26$, Azul : $27 \geq A$ a linha total é a marrom. Abaixo: média e variância da distribuição de X_{max} conforme valores preditos por modelos em dois cenários a linha marrom é total, vermelho: Hidrogênio, Cinza: Helio , Verde: Nitrogênio e Azul: Ferro. Fonte: [54]	42
4.3	Representação da emissão aleatória uniforme dentro de um cone	44
4.4	mapa do fluxo de cada núcleo observado na Terra para um $\gamma = 1$ e $\log_{10}(R_{cut}/eV) = 20,3$	48
4.5	mapa do fluxo total observado na Terra para um $\gamma = 1$ e $\log_{10}(R_{cut}/eV) = 20,8$	49
4.6	Valores mínimos de $\log(\chi^2)$ em função de $(\gamma, \log(R_{cut}/eV))$	50
4.7	Espectro de potência em função da escala angular para $E > 8$ EeV	50

Resumo

Desde a descoberta, em 1912, por Victor Hess de uma radiação ionizante e penetrante provinda do espaço, inúmeros mistérios científicos relacionados ao cosmos foram descobertos. No entanto, a origem, composição química e propagação dos raios cósmicos na faixa de ultra-alta energia são ainda enigmas e objetos de grande importância para a ciência, pois apresentam relações com a evolução estelar, a física de partículas e a cosmologia. O Observatório Pierre Auger, em operação desde 2004, é o maior observatório do mundo designado a estudar tais partículas. Os principais resultados obtidos pela Colaboração Auger baseiam-se nas medidas do espectro de energia, da evolução da profundidade do máximo do chuveiro com a energia e da anisotropia nas direções de chegadas dos raios cósmicos mais energéticos. Ajustes globais dos resultados do espectro de energia e da evolução da profundidade do máximo do chuveiro com a energia têm sido realizados no seio da Colaboração Auger com o desejo de inferir características do espectro de injeção dos raios cósmicos e sua composição química nas fontes assumindo uma distribuição uniforme de fontes. No presente trabalho, propomos adicionar a este ajuste global informações do espectro de potência angular dos eventos com energias acima de 4×10^{18} eV, de modo a levar também em conta a anisotropia nas direções de chegadas dos eventos e um quadro geral sobre a distribuição das fontes de raios cósmicos de ultra-alta energia, assim como a composição química destes eventos e seu espectro de energia nas fontes.

Abstract

Since the discovery in 1912 of a penetrating ionizing radiation from space by Victor Hess, numerous scientific mysteries related to the cosmos have been discovered. However, the origin, chemical composition and propagation of cosmic rays in the range of ultra-high energy are still enigmas and subjects and of great importance to the scientific community, since they have relations with stellar evolution, particle physics and cosmology. The Pierre Auger Observatory, in operation since 2004, is the largest observatory in the world designed to study such particles. The main results obtained by the Auger Collaboration are based on the measurements of the energy spectrum, the evolution of the maximum depth of the shower with the energy and the anisotropy in the directions of arrivals of the more energetic cosmic rays. Global adjustments of the energy spectrum results and the evolution of the maximum depth of the shower with the energy have been carried out within the Auger Collaboration with the desire to infer characteristics of the spectrum of injection of the cosmic rays and their chemical composition in the sources assuming a distribution Uniform of sources. In the present work, we propose to add to this overall adjustment angular power spectrum information of the events with energies above 4×10^{18} eV, so as to also take into account the anisotropy in the directions of arrivals of events and a General framework on the distribution of sources of ultra-high energy cosmic rays, as well as the chemical composition of these events and their energy spectrum in the sources.

Capítulo 1

Introdução

Em 1912, o físico Victor Hess descobriu um radiação penetrante proveniente do espaço, e desde então, incotáveis mistérios científicos relacionados ao cosmos foram desvendados. Essa radiação descoberta por Hess, foi denominada de raios cósmicos por Robert Millikan em 1925. Entretanto, para raios cósmicos com Energia $E \geq 10^{18}$ eV, chamados de UHECRs (*Ultra High Energy Cosmic Rays*), a origem, composição química e a propagação são ainda desconhecidas e objeto de grande importância.

O estudo dos raios cósmicos de ultra-alta energia, não somente colabora para a compreensão da sua origem e a propagação no universo ou a sua aceleração, mas também para estudo de física de partículas fundamental em energias que jamais serão atingidas atualmente em aceleradores. A Figura 1.1 mostra o espectro dos raios cósmicos, ou melhor, a variação do fluxo de raios cósmicos com a energia.

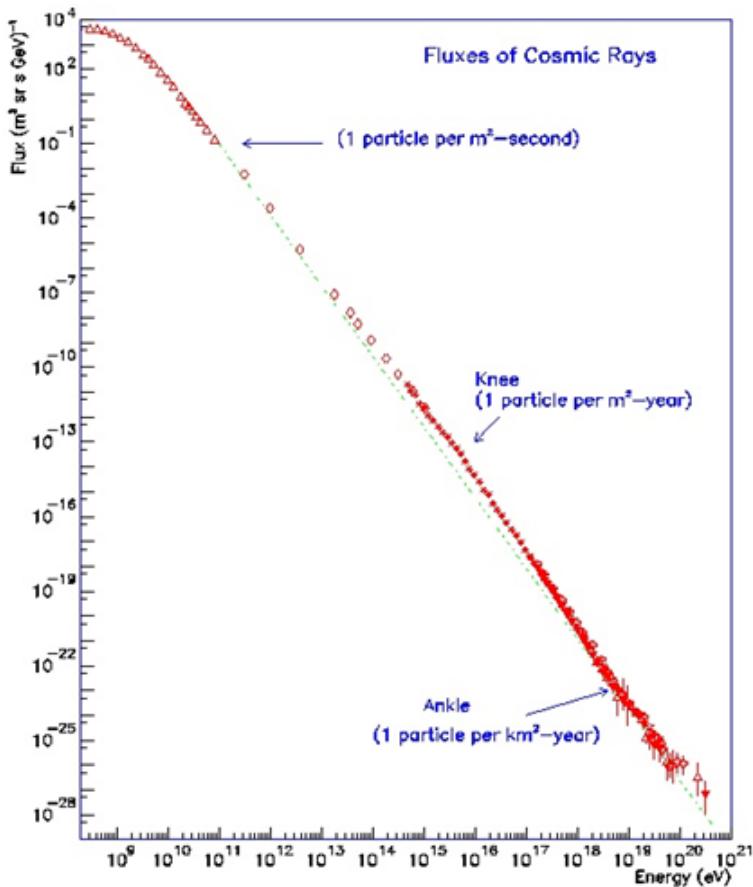


Figura 1.1: Espectro de energia dos raios cósmicos (número de partículas por unidade de área, por ângulo sólido, por unidade de tempo) com a energia, resultado feito por J.W.Cronin, T.K.Gaisser e S.P.Swordy [1]. Fonte: [2].

A taxa de chegada dos UCHERs à Terra é muito pequena na faixa de energia de 10^{18} eV, sendo detectada uma partícula por ano por km^2 , impedindo sua observação de forma direta. No entanto, quando um raio cósmico interage com a atmosfera, diversas partículas são geradas no processo de espalhamento, em um processo que denominamos de chuveiros atmosféricos extensos (*EAS-Extensive Air Shower*).

Diversas colaborações internacionais foram criadas a fim de desvendar a

física por trás dos raios cósmicos de ultra-alta energia. Dentre essas colaborações, se destaca o Observatório Pierre Auger.

O Observatório Pierre Auger é um experimento localizado na Argentina, utilizando duas técnicas de detecção independentes, por 1660 tanques de radiação que Cherenkov operam paralelamente a 27 telescópios de luz fluorescente. Com isso, o Observatório Pierre Auger é capaz de medir precisamente os raios cósmicos de ultra-alta energia.

De volta à questão da origem dos raios cósmicos de ultra alta energia, o estudo da anisotropia nas direções de chegada dessas partículas é muito importante para fornecer informações sobre sua origem. Essa anisotropia é possível ser encontrada em várias escalas angulares. Por exemplo, uma anisotropia dipolar pode ser encontrada em diversos cenários de origem dos raios cósmicos.

Em 2015, a colaboração Pierre Auger identificou uma anisotropia dipolar [3] para energias acima de 8 EeV usando chuveiros com ângulos zenitais de até 80° . Sob a hipótese de que a única contribuição significativa para a anisotropia é a componente dipolar, esta análise mostra uma amplitude do dipolo de $d = 0.073 \pm 0.015$ apontado para $(\alpha, \delta) = (95^\circ \pm 13^\circ, -39 \pm 13^\circ)$, como exemplificado na Figura 1.2 .

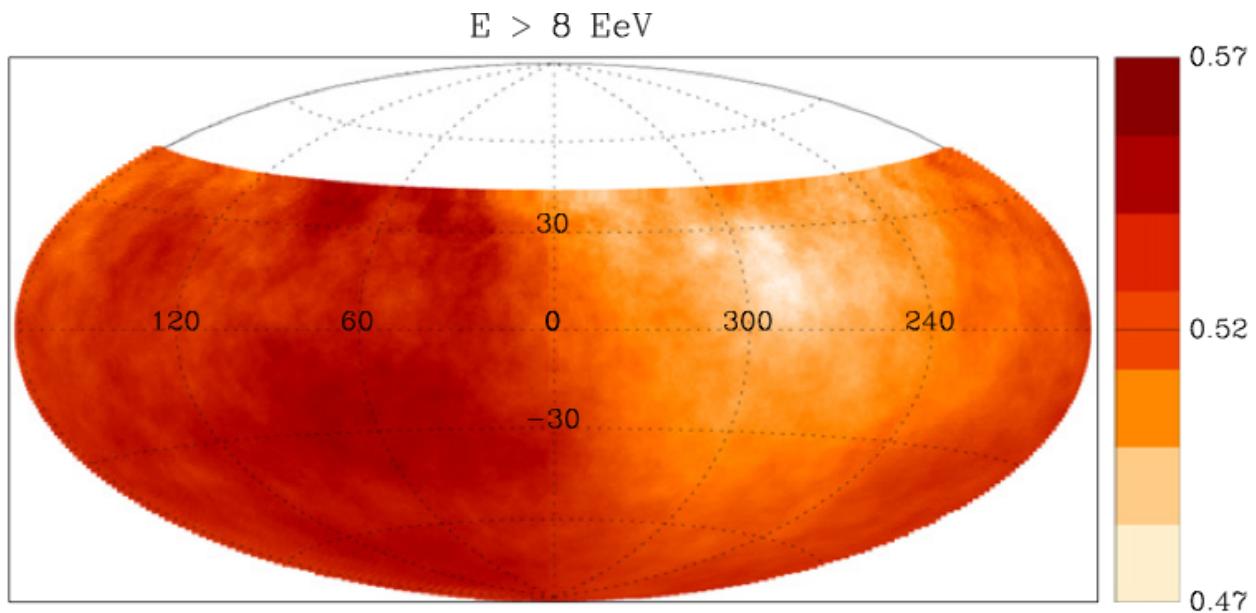


Figura 1.2: Mapa do céu em coordenadas equatoriais com unidades de Km^{-2} yr^{-1} sr^{-1} .Fonte: [3].

No mesmo ano, Jaime S. de Oliveira [4], analisando as distribuições de chegada da anisotropia dipolar [3] através do Espectro de Potência Angular. A Figura 1.3 mostra o Espectro de Potência Angular medido.

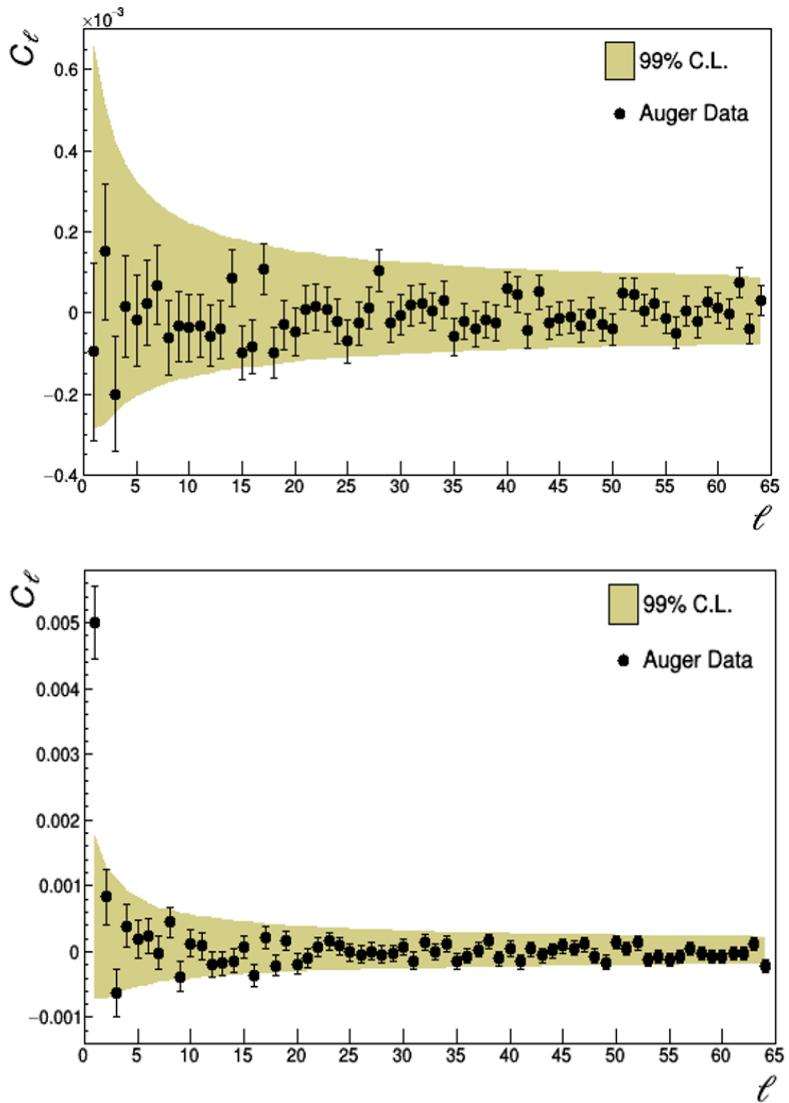


Figura 1.3: Resultados do Espectro de Potência Angular obtidos para eventos medidos pelo Observatório Pierre Auger. Figura superior $4\text{EeV} < E < 8\text{ EeV}$. Figura inferior: $E > 8\text{ EeV}$.

O espectro de potência angular é uma função de correlação de dois pontos no espaço em ℓ que nos fornece informações da correlação entre duas direções separadas por uma escala angular $\Theta \sim 180^\circ/\ell$.

Embora não haja evidência de anisotropia na faixa de energia de $4 \text{ Eev} < E < 8 \text{ Eev}$, encontramos um desvio significativo da anisotropia na escala dipolar ($\ell=1$) para $E \geq 8 \text{ EeV}$. Desejamos utilizar esta informação relacionada à anisotropia no fluxo dos raios cósmicos juntamente com o espectro de energia e da evolução da profundidade do chuveiro com a energia, para o ajuste global dos dados do Observatório Pierre Auger. Portanto, objetivo desse trabalho obter uma compreensão geral sobre a distribuição das fontes de raios cósmicos de ultra-alta energia, assim como a composição química destes eventos e seu espectro de energia nas fontes.

O trabalho está estruturado da seguinte forma. No Capítulo 2, apresentamos a história dos raios cósmicos, sua física, possíveis fontes, espectro de energia, mecanismo de aceleração e produção no universo. No Capítulo 3, apresentamos o Observatório Pierre Auger e seus principais resultados do Observatório Pierre Auger. No Capítulo 4, apresentamos a fenomenologia dos dados do Observatório Pierre Auger e Resultados obtidos. No Capítulo 5, apresentamos a conclusão do trabalho.

Capítulo 2

Raios Cósmicos

2.1 História

2.1.1 Anos 1899-1914

A história sobre a descoberta dos raios cósmicos começa quando Julius Elster e Hans Geitel [5][7] projetaram um experimento de folha de ouro com uma caixa de metal grosso a fim de estudar a condução elétrica do ar. Neste experimento, descobriram uma diminuição da descarga espontânea, e a partir dessa observação, concluíram que a descarga era devido a agentes ionizantes penetrantes vindos de fora do recipiente. Na mesma época, Charles Wilson [6] em Cambridge chegou a mesma conclusão.

A primeira investigação notável sobre esse fenômeno aconteceu em 1909 por Theodor Wulf, um padre jesuítico, que construiu um eletrométrico [8] e mediu a ionização do ar em vários locais na Alemanha, Holanda e Bélgica. Ele concluiu que seus resultados eram condizentes com a hipótese de que os agentes ionizantes vêm das camadas superiores da crosta terrestre. Albert

Gockel realizou um experimento similar em altitudes mais elevadas [9] e o resultado foi o mesmo.

Em uma série de experimentos realizados entre 1910-1913, o físico austríaco Victor Hess, fez diversas ascensões em um balão para medir esses agentes ionizantes. Em 1911, seu balão alcançou uma altitude de cerca de 1100 metros, mas não encontrou nenhuma mudança na quantidade desses agentes em relação ao solo.

Então, em 7 de Abril de 1912, Hess subiu para 5300 metros de altitude durante um eclipse quase total do Sol. Surpreendentemente, não aconteceu uma diminuição desses agentes ionizantes no eclipse, logo, concluiu que o sol não era a fonte desses agentes, portanto, estes teriam que vir de fora da galáxia [10]. Em 1914, o físico alemão Werner Kolhörster, atingiu uma altitude de 9300 m, onde descobriu que a ionização era nove vezes maior do que o valor medido no chão [11]. Infelizmente, as pesquisas pararam por causa da Primeira Guerra Mundial. A Figura 2.1 apresenta uma foto de Victor Hess em seu balão e a Figura 2.2 , onde é possível observar as medidas feitas por Hess e Kolhörster.



Figura 2.1: Hess em seu balão em 7 de agosto de 1912.Fonte: [12]

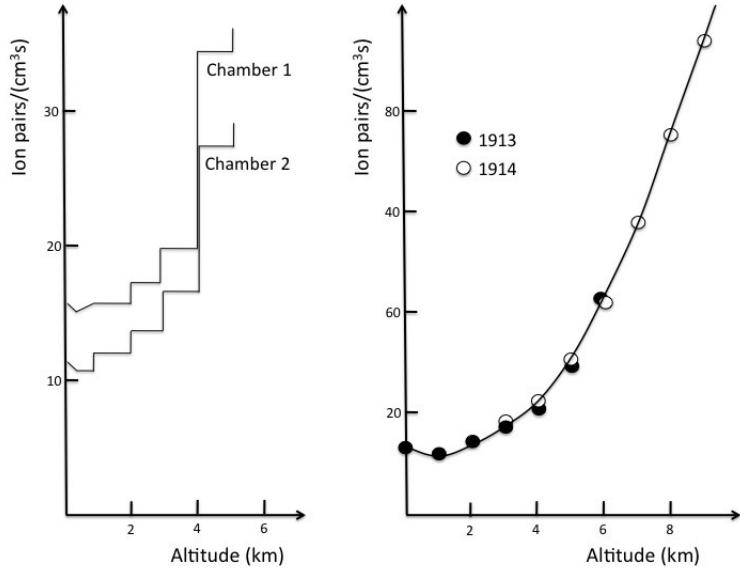


Figura 2.2: Aumento da ionização com altura medida feita por Hess e Kolhörster. Fonte: [12]

2.1.2 Anos 1920-1970

Com o fim da primeira Guerra Mundial, as pesquisas retornaram e, em 1926, Harvey Cameron e Robert Millikan, utilizando lagos que ficam em grandes altitudes (1500 m e 3600 m), puderam perceber que o números de íons em água diminui e que os números de íons aumentam em altitudes elevadas [13]. A partir desse trabalho, Millikan, chamou esses íons de "raios cósmicos".

Após o experimento de Millikan, Skobeltzyn obteve de forma acidental o primeiro registro em foto de uma trajetória de um raio cósmico [15]. Millikan propôs que fossem fótons, e que uma assinatura de elétrons secundária era esperada devido ao efeito Compton na atmosfera.

Bothe e Kolhörster, em 1929, descobriram os raios cósmicos carregados com alto poder de penetração, ou seja, com alta energia [16]. No ano de 1934,

Bruno Rossi percebeu que detectores separados acusariam coincidentemente a detecção de partículas [17]. Em 1936, Hess compartilhou o prêmio Nobel da Física, pela descoberta dos raios cósmicos e nesse mesmo ano, o estudo de raios cósmicos viabilizou a descoberta de outra partícula, o múon [18].

Pierre Auger, em 1935, posicionou detectores de raios cósmicos nos alpes. Ele notou que dois dos detectores distantes à uma distância de alguns metros, detectavam partículas ao mesmo tempo [19]. Auger chamou esse efeito de EAS, em inglês, *Extensive Air Shower*, chuveiros de partículas secundárias causadas pela colisão da partícula primária de alta energia com moléculas da atmosfera.

César Lattes, em 1947, descobriu o méson pi [20] através dos estudos de raios cósmicos. No ano de 1962, no Novo México, EUA, John Linsley detectou o primeiro raio cósmico de ultra-alta energia (energia $\sim 10^{20}$ eV) [21]. Esta descoberta esclareceu a estrutura dos EAS e forneceu a primeira evidência da composição de raios cósmicos de ultra-alta energia e suas direções de chegada. Raios cósmicos nessa faixa de energia foi chamado de raios cósmicos de ultra-alta energia , em inglês, *Ultra High Energy Cosmic Rays* (UHECRs) .

2.2 Mecanismos de Aceleração

2.2.1 Princípio geral de aceleração

Os mecanismos de aceleração podem ser reconhecidos como dinâmicos, hidrodinâmicos e eletromagnéticos. A aceleração dinâmica ocorre basicamente na colisão das partículas com nuvens de gases. A hidrodinâmica, pode acontecer em plasmas com camadas inteiras para altas velocidades. Já no processo ele-

tromagnético, as partículas são aceleradas pelo campo elétrico. Portanto, a expressão para aceleração dos campos de partículas, eletricidade e magnético é:

$$\frac{d(\gamma m \vec{v})}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico, \vec{B} campo magnético e $\gamma m \vec{v}$ o momento relativo.

Em boa parte dos ambientes astrofísicos, os campos elétricos estáticos não podem ser sustentados devido à alta condutividade dos gases ionizados. Todavia, os mecanismos eletromagnéticos de aceleração só podem ser associados a campos elétricos não estacionários, como por exemplo, campos magnéticos que variam no tempo.

Também, existe três propriedades primárias que as fontes de raios cósmicos são obrigados a ter. Primeiramente, devem ter uma energia de saída suficiente para fornecer aos raios cósmicos. Em segundo, a energia máxima deve ser alta o suficiente para explicar as partículas já observadas. E por último, o espectro de energia na fonte deve obedecer a uma lei de potência.

A ideia principal do mecanismo de aceleração, as partículas sofrem repetidos ciclos de aceleração, cada uma com um ganho de energia que é proporcional à energia atual. Assim:

$$\Delta E = \zeta E. \quad (2.2)$$

onde ΔE é a variação de energia. Após n ciclos, a energia de uma partícula seria,

$$E = E'(1 + \zeta)^n. \quad (2.3)$$

Encontrando o número n de ciclos necessários para atingir uma certa energia,

$$n = \frac{\ln\left(\frac{E}{E'}\right)}{\ln(1 + \zeta)}. \quad (2.4)$$

A cada ciclo, a partícula tem uma probabilidade de escape $P' = 1 - P$.

Assim, o número de partículas depois de n ciclos é,

$$N = N' P^n. \quad (2.5)$$

Usando a equação (2.4) e (2.5),

$$\ln(N) = n \ln\left(N'\right) \ln(P), \quad (2.6)$$

$$\ln\left(\frac{N}{N'}\right) = \ln\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{\ln(P)}{\ln(1 + \zeta)}. \quad (2.7)$$

$$\gamma = -\frac{\ln(P)}{\ln(1 + \zeta)} = \frac{\ln(1/1 - P')}{\ln(1 + \zeta)} \approx \frac{p'}{\zeta}. \quad (2.8)$$

Portanto,

$$\frac{N}{N'} = \left(\frac{E}{E'}\right)^{-\gamma}. \quad (2.9)$$

Entretanto, esse valor de N é $N (\geq E)$, pois este é o número que atinge a energia E e, em alguns casos, a fração deles continua a ser acelerada para energias mais altas. Logo,

$$N(E)dE = \alpha E^{-1-\gamma}dE. \quad (2.10)$$

onde γ é o índice espectral.

Se encontrarmos um sistema astrofísico com tais acelerações repetidas, onde o ganho de energia é proporcional a energia atual, então, um espectro de energia é encontrado. O índice γ equação (2.9) ainda depende dos detalhes do mecanismo e do tempo em que o espectro ainda não foi colocado.

2.2.2 Mecanismo de aceleração de Fermi de 2º ordem

Este mecanismo foi proposto por Fermi em 1949 [22] com a ideia que as partículas ao colidirem com o gás no meio interestelar aceleram para altas energias, ou seja, um processo estocástico . A Figura 2.3 representa o processo proposto.

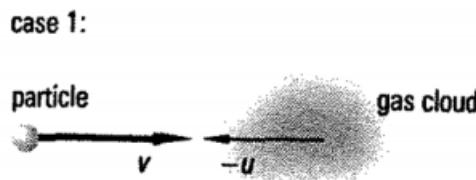


Figura 2.3: Partículas se chocando com o gás interestelar. Fonte: [23]

Considerando um processo relativístico que a partícula faça um ângulo θ com a normal da superfície gasosa e uma velocidade V para a superfície. Logo, a sua energia:

$$E_1 = \gamma(E + Vpcos\theta). \quad (2.11)$$

onde, $\gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$.

A componente z do momento relativístico em 3 dimensões no centro, é dado por:

$$p_z = p_1cos\theta_1 = \gamma \left(pcos\theta + \frac{VE}{c^2}\right). \quad (2.12)$$

Na colisão, a energia da partícula é conservada e seu momento na direção z é invertido. Então,

$$E_2 = \gamma(E_1 + Vp_z). \quad (2.13)$$

Usando a equação (2.11),(2.12) e (2.13) para o próximo passo. E sabendo que $\frac{p_z}{E} = \left(\frac{vcos\theta}{c^2}\right)$. Portanto a mudança de energia da partícula é

$$E_2 = \gamma^2 E \left(1 + \frac{2Vvcos\theta}{c^2}\right) + \left(\frac{V}{C}\right)^2. \quad (2.14)$$

Fazendo uma expansão de segunda ordem em V/c ,

$$\Delta E = E_2 - E = E \left(\frac{2Vvcos\theta}{c^2}\right) + 2 \left(\frac{V}{c}\right)^2. \quad (2.15)$$

Entretanto, a média sobre o ângulo θ devido à dispersão por ondas magnéticas ou irregularidades no campo magnético a calhar a partícula seja esparecida aleatoriamente em ângulo nos encontros com as nuvens ou gases. Portanto, podemos determinar o aumento significativo médio de energia pela média em uma distribuição aleatória de ângulos θ . Para simplificar, consideramos o caso de uma partícula relativística com $v \sim c$.

A probabilidade de uma colisão no ângulo θ é relativa a $\gamma(1 + (V/c)\cos\theta)$. Mas a probabilidade do ângulo situar-se em uma escala angular θ a $\theta + d\theta$ é proporcional a $\theta d\theta$. logo, em média e sobre todos os ângulos em um intervalo 0 a π , então, (2.14) no limite de $v \rightarrow c$:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \left(\frac{2V}{c} \right) \frac{\int_{-1}^1 z(1 + (zV/c)) dz}{\int_{-1}^1 (1 + (zV/c)) dz} = \frac{2}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2. \quad (2.16)$$

onde $x = \cos\theta$ e no limite $\beta = V/c \ll 1$. Relembrando em que V é a velocidade do gás ou nuvem. Portanto, o ganho médio de energia diminui:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3}\beta^2. \quad (2.17)$$

Logo, esse é o mecanismo de 2^a ordem de Fermi. Todavia, apesar de $\Delta E/E < 0$, o ganho de energia é baixo. É possível mostrar que o espectro encontrado é uma lei de potência da forma[24]

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma}. \quad (2.18)$$

onde γ é o índice espectral.

2.2.3 Mecanismo de aceleração de Fermi de 1º ordem

Pelo fato de o mecanismo de 2^a ordem de Fermi não atingir energias elevadas, foram inventados outros mecanismos, com o do mecanismo em 1^a ordem de Fermi se baseia no de 2^a ordem, no entanto , neste mecanismo, as partículas que se movem com velocidade V_p se chocam com uma nuvem de velocidade V_n . Caso também interajam com o campo magnético, ganharão energia como no mecanismo de 2^a ordem. Como pode ser visto em [25]:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3}\beta. \quad (2.19)$$

É possível mostrar que o espectro encontrado é uma lei de potência da forma [25]:

$$\frac{dN}{dE} = E^\gamma. \quad (2.20)$$

onde γ é o índice espectral.

2.3 Possíveis Fontes dos UHECRs

Os mecanismos de Fermi não são suficientes para que os raios cósmicos alcancem energia altas. Em 1984, M Hillas [26], propôs uma equação que relaciona a energia máxima dos eventos nas fontes com o tamanho da fonte e a intensidade do campo magnético. Esta equação é dada por:

$$E_{max} = \beta Z e B R \approx \beta \left(\frac{B}{\mu G} \right) \left(\frac{R}{Kpc} \right) 10^{18} eV. \quad (2.21)$$

onde $\beta = v/c$, R tamanho da área de aceleração e B a intensidade do campo magnético.

Através desse limiar feito por Hillas, conforme Figura 2.4 podemos restringir as fontes de UHECRs. Assim, listando algumas fontes:

2.3.1 Galáxia de núcleo ativo (AGNs - Active Galactic Nucle)

As AGNs são candidatas para acelerar raios cósmicos ultra-energia. A AGNs Blazars possui um forte espectro de emissão de rádio com índice espectral de $\gamma > -0,5$. Também existem AGNs com buracos negros supermassivos que acumulam a matéria galática emitindo partículas em alta velocidade, e

várias AGNs apontando sua emissão para terra, tornando-as excelentes candidatos à fonte. Uma correlação entre as posições de AGNs e as direções de chegada de raios cósmicos acima de 57 EeV foi observada pela Colaboração Auger em 2007 [27].

2.3.2 Explosões de Raios Gama (GRBs - Gamma-Ray Burst)

Geradas através de explosões de supernovas ou choques entre estrelas de nêutrons, dando origem, ondas de choques que produzem partículas. As GRBs só entram nas prováveis fontes de UCHERs após duas poderosas explosões de raios γ detectados pelos experimentos Fly's Eye, em 1991 e AGASA em 1993. Os dois eventos detectados tinham energias da ordem de $\sim 10^{20} eV$ [28].

2.3.3 Estrelas de Nêutrons

Estrelas altamente magnetizada, conseguindo originar campos magnéticos de $\sim 10^{13} G$ ou $10^{15} G$ (pulsares ou magnetares). Devido a sua altíssima aceleração, são capazes de gerar campos elétricos através da variação do campo magnético, assim, produzindo UHECRs. Nesse processo, são capazes de produzir partículas com energia da ordem de $\sim 10^{21}$ [29]

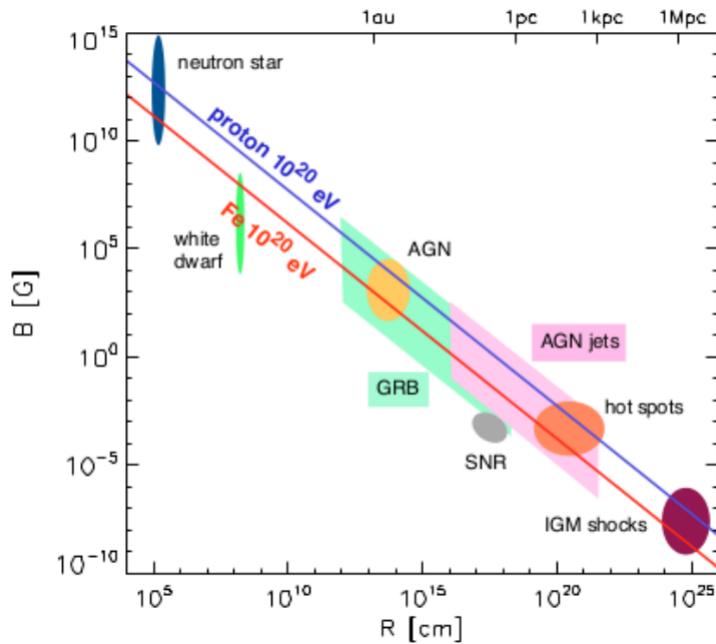


Figura 2.4: Possíveis fontes. Fonte:[37]

2.4 Propagação dos UHECRs e processos de perda de energia

Não basta somente estudar os mecanismos de aceleração e as suas fontes dos raios cósmicos. Para entender os raios cósmicos que observamos aqui na Terra, devemos conhecer os numerosos processos físicos envolvidos na sua propagação. Portanto, para sabermos melhor das fontes de raios cósmicos detectados, precisamos conhecer o que acontece com eles no meio extragalático e intergalático.

2.4.1 Fotoprodução de píons

A fotoprodução de píons acontece quando uma partícula (ser for próton) interage com a radiação cósmica de fundo, produzindo píons. Logo, os dois principais canais de interação

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \begin{cases} p + \pi^0, \\ n + \pi^+ \end{cases} \quad (2.22)$$

Isso implica que para um próton com energia da ordem de $4 \approx \times 10^{19}$ eV a produção de píons ocorrerá. Esse processo já tinha sido descoberto por Greisen, Zatsepin e Kuzmin que é denominado de efeito GZK [30][31].

2.4.2 Produção de Pares

Esse processo, chamado de Bethe-Heitler [32] acontece quando um próton interage com a radiação cósmica de fundo (CMB - *Cosmic Microwave Background*) ocorrendo a seguinte interação:

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^- + e^+. \quad (2.23)$$

2.4.3 Perda de energia adiabática

A expansão do universo é outro mecanismo de perda de energia. Essa perda é dado por:

$$E = \frac{E_0}{1+z}. \quad (2.24)$$

onde E_0 é a sua energia e z o *redshift* [33].

2.4.4 Fotodesintegração de núcleos

Ao considerarmos raios cósmicos com núcleo atômico $A > 1$, ou seja, uma partícula de núcleo pesado, a interação com a CMB pode ser equacionada:

$$A + \gamma_{CMB} \rightarrow (A - 1) + N. \quad (2.25)$$

Esta reação, quando ocorre com núcleos pesados gera o processo de Ressonância Nuclear. Isso só acontece para partículas com energias ≈ 60 EeV, como no caso da produção de píons. A perda de energia é extremamente alta, sendo esperada uma forte supressão no fluxo.

Todos estes processos de perdas de energias tem impactos importantes.

A primeira se refere ao espectro de energia, pois o mesmo encontrará uma supressão acima de 60 EeV. Como consequência, partículas que deveriam se detectadas em uma certa energia E não serão medidas, pois perdem a sua energia nesses processos a menos que suas fontes estejam bem próximas da terra $\sim < 200$ Mpc. A segunda se restringe a origem dos raios cósmicos que chegam na Terra com $E > 60$ EeV. O fluxo delas seria suprimido pelo efeito GZK [30][31] que imporia uma distância máxima para as possíveis fontes de UHCERs no fluxo de raios cósmicos observado na Terra. Com isso, temos o "horizonte GZK" que define uma distância D em que 90% dos raios cósmicos observados estão nessa distância. Para prótons com energia $E > 60$ EeV, seu horizonte GZK é $D \sim 100$ Mpc. A Figura 2.5 são mostradas as frações dos raios cósmicos que chegam à Terra, considerando os processos de perda de energia. As Figuras 2.6 e 2.7 mostram o efeito GZK através de simulações.

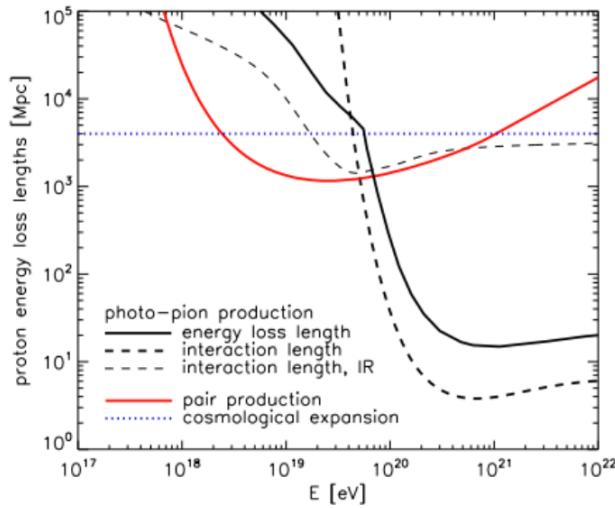


Figura 2.5: comprimento de atenuação de prótons em função de sua energia para diferentes processos de interação. Fonte: [34]

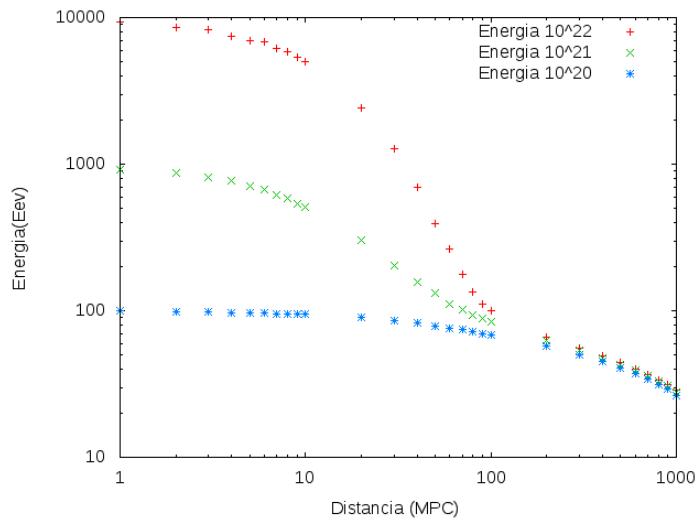


Figura 2.6: Energia média de um próton como função da distância de propagação para três diferentes energias iniciais. A interação com o CMB degrada rapidamente a energia do raio cósmico.

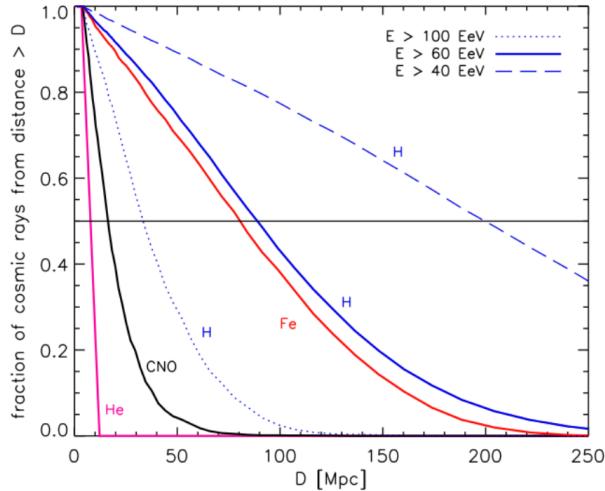


Figura 2.7: Fração de raios cósmicos que chegam à Terra, para diferentes energias e núcleos provenientes de fontes cujas distâncias são maiores que D .
Fonte: [34]

2.5 Interação com os campos magnéticos

Nos meios galáctico e extragaláctico existem os campos magnéticos cósmicos, fazendo com que, raios cósmicos carregados interajam com esses campos. Assim, essas partículas sofrem deflexões em suas trajetórias e atrasos em sua propagação até a Terra. Apesar do pouco entendimento que se tem sobre estes campo magnéticos, algumas teorias foram criadas na tentativa de entender melhor a sua origem.

O impacto dos campos magnéticos no que diz a respeito a propagação dos raios cósmicos, pode ser estudado através do raio de Larmor de uma partícula carregada quando esta passa por um campo magnético \vec{B} :

$$R_l \approx (1Kpc) \frac{E/EeV}{Z \times B/\mu G}. \quad (2.26)$$

onde E energia da partícula, Z é o número atômico e B um campo magnético forte.

Em outra teoria, Biermann e Schlüter [35] propõem que a existência desses campos é devida flutuações dos plasmas presentes nos objetos astrofísicos que sejam capazes de gerarem um gradiente de pressão $\vec{\nabla}P$. Na presença de uma região com densidade de elétrons n_e , este gradiente induz um campo elétrico $\vec{E} = -\vec{\nabla}P/en_e$. Logo, pela Lei de Farady:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{en_e^2} \vec{\nabla} n_{ne} \times \vec{\nabla} P. \quad (2.27)$$

Admitindo que os gradientes de pressão e densidade não são paralelos, um campo magnético poderia ser gerado, amplificado por mecanismos de dínamo e, finalmente, espalhados pelos ventos de supernovas e AGNs [36].

Campos magnéticos também são capazes de gerar uma variação angular na polarização da radiação observada, efeito conhecido como rotação de Faraday[36]. A partir dessas medições[36] da rotação de Faraday é possível concluir a intensidade dos campos magnéticos extragalácticos (EGMF - *Extra-Galactic Magnetic Fields*) e galácticos (GMF - *Galactic Magnetic Field*) entre $\sim 1 - 40$ nG e ~ 2 μG , respectivamente[36].

2.5.1 O modelo Jansson-Farrar para o campo magnético galáctico

Em 2012, Jasson e Farrar propuseram um modelo para o campo magnético galáctico (GMF), conhecido como JF12. Este é o modelo mais utilizado atu-

almente para o estudo do campo magnético. Este modelo baseia-se no mapeamento da emissão síncotron galática e em mais de 400.000 medidas de rotação extragalácticas. O JF12 é composto por três componentes: regular, turbulenta e estriada que estão representadas na Figura 2.7. Este modelo será utilizado nas simulações que descrevemos no capítulo 4.

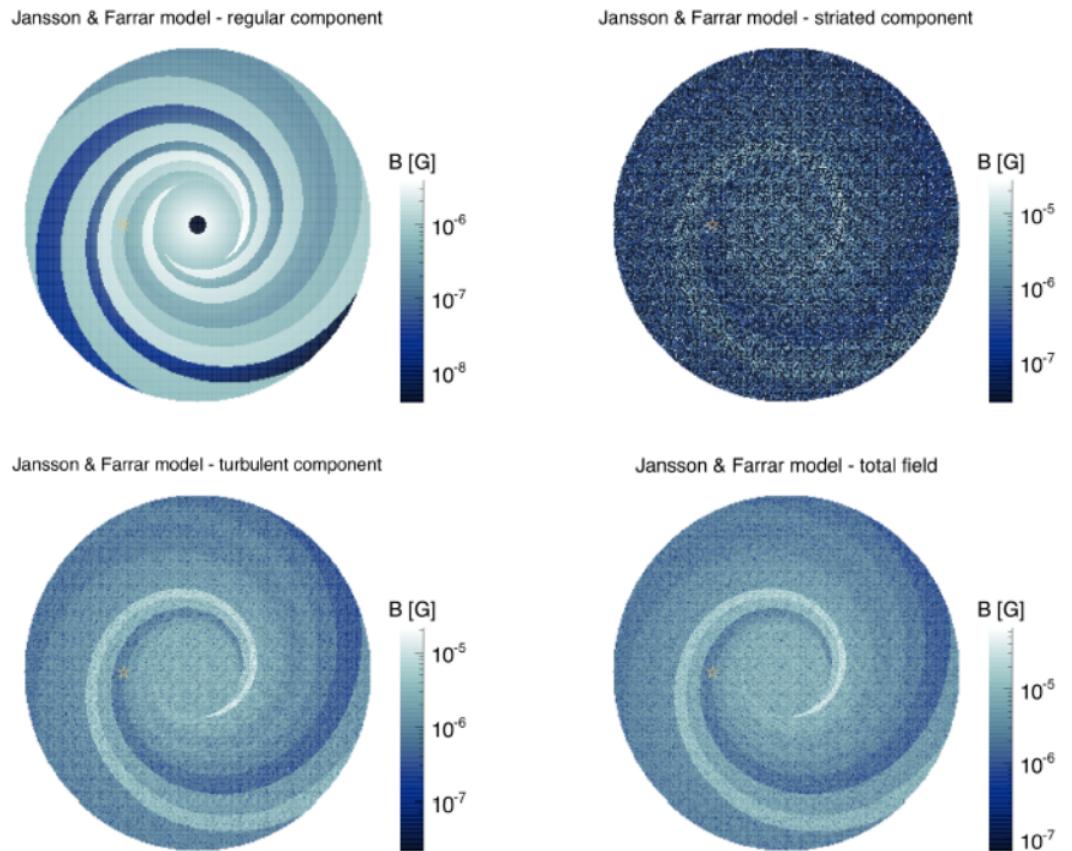


Figura 2.8: – Componentes do modelo JF12 para o campo magnético galático. Acima à esquerda: regular. Acima à direita: estriada. Abaixo à esquerda:turbulenta. O campo total é exibido abaixo à direita. A estrela em amarelo representa a posição do sistema solar. Extraído de[37]

2.6 Espectro de Energia

Ao longo desse trabalho o espectro de energia foi mencionado como uma ferramenta importante no estudo dos raios cósmicos. Este espectro é expressado como o número de partículas detectadas por unidade de área por ângulo sólido.

Como já mostrado na seção (2.1.1), o espectro pode ser escrito aproximadamente por uma lei de potência:

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma}. \quad (2.28)$$

onde γ é o índice espectral (ver seção 2.1.1),

A Figura 2.8 mostra o comportamento do espectro de energia, multiplicado por um fator $E^{2.6}$, para dados coletados por vários experimentos nos últimos anos.

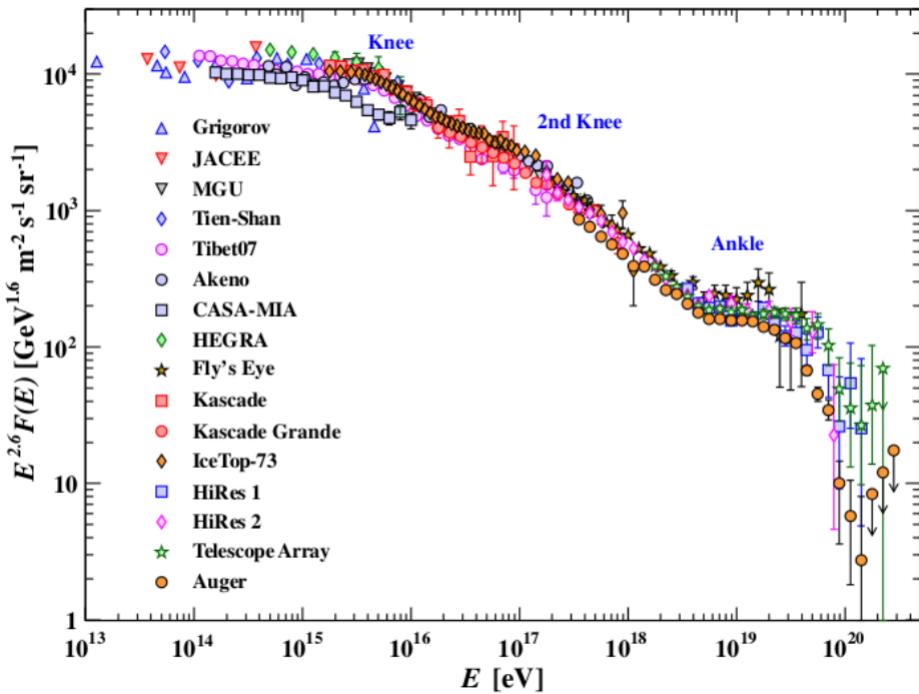


Figura 2.9: Fluxo de raios cósmicos em função da energia reconstruída da partícula primária o “joelho” (Knee), o “segundo joelho” (2nd Knee) e o “tornozelo” (Ankle) que impactam uma mudança no valor do índice espectral.

Fonte: [39]

Percebe-se que o comportamento do fluxo dos raios cósmicos indica uma mudança no índice espectral. Na região do ”primeiro joelho”, energia $E \approx 4 \times 10^{15}$ eV, o índice espectral γ muda de 2.7 para 3.1, logo, o fluxo de partículas cai rapidamente. Já no ”segundo joelho”, energia $E \approx 8 \times 10^{17}$ eV, o índice espectral γ muda de 3.1 para 3.4. Acima de 10^{18} eV, outras mudanças ocorrem na região do ”tornozelo”, uma é $E \approx 8 \times 10^{18}$, a outra, $E \approx 8 \times 10^{19}$, onde acontece uma abrupta supressão no fluxo observado.

Ainda existem muitas questões em abertas em relação a estas mudanças no comportamento do fluxo de raios cósmicos, entretanto, algumas possíveis explicações foram apresentadas. Uma delas, na região do "primeiro joelho", foi descrita por Martirosov et al [40], na qual afirmam que poderia existir uma única fonte próxima a Terra. Contudo, a anisotropia de raios cósmicos prevista contradiz os dados experimentais, caso seja considerada a hipótese de uma única fonte pontual [41]. Para o "segundo joelho" a explicação mais factível seria a transição dos raios cósmicos provenientes da galáxia para raios cósmicos extragalácticos[42].

Como o interesse é nos UCHECRs, ou seja, $E > 10^{18}$ eV, a Colaboração Pierre Auger confirmou outras duas mudanças no índice espectral [43] na região do "tornozelo": $E = (4,8 \pm 0,1 \pm 0,8) \times 10^{18}$ eV e $E = (42,1 \pm 1,7 \pm 0,8) \times 10^{18}$, onde encontramos novamente supressão do fluxo não esperada. As regiões do "tornozelo" podem ser explicadas pelos mecanismos de Fermi mostrado na seção (2.2.2).

Já região onde a supressão do fluxo é forte, o processo dominante seria a produção de píons. Esta supressão é conhecida como efeito GZK mencionado na seção (2.3).

2.7 Processos de interação

Os raios cósmicos que chegam na Terra com uma energia acima de $E > 10^{15}$ interagem com a atmosfera terrestre e produzem o fenômeno chamado de chuveiro de partículas. O chuveiro gerado é composto de partículas secundárias, assim, formando os Chuveiros Atmosféricos Extensos (EAS- *Extensive Air Shower*). Esse chuveiro possui três componentes Hadrônica, Muônica e eletromagnética, mostrados na Figura 2.9.

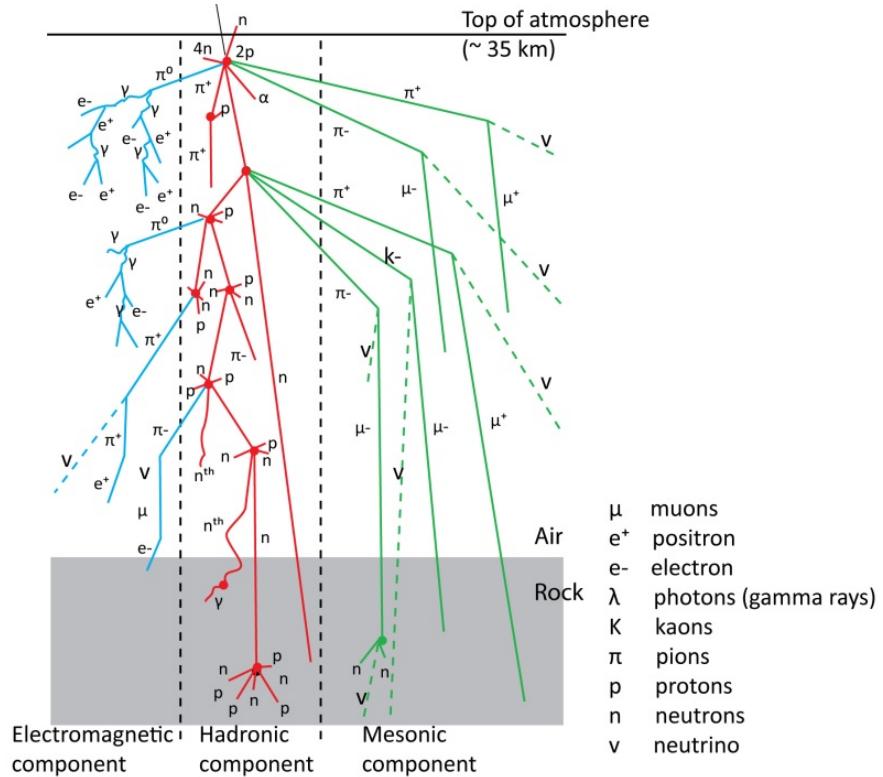


Figura 2.10: Representação do Chuveiro Atmosférico Extenso. Fonte: [44]

Após a primeira interação, o chuveiro se desenvolve, aumentando o número de partículas ao longo da atmosfera, em que cada secundário carrega parte da energia disponível. Quando a energia dos secundários não é suficiente para criação de novas partículas, a cascata atinge o seu máximo e, a partir desse ponto, o chuveiro passa a atravessar a atmosfera, sendo atenuado. Assim, esperamos que o perfil longitudinal do chuveiro (ao longo da atmosfera) apresente um máximo para uma certa profundidade na atmosférica.

Se considerarmos que o raio cósmico primário seja composto por fótons ou elétrons com uma energia inicial E' , produzem um chuveiro de partículas secundárias.

Seja $N = 2^n$ o número de partículas criadas, com energia de $E = E'/N$ e a produção de partículas parem em uma energia máxima E_{max} . Logo,

$$N_{max} = \frac{E'}{E_{max}} = 2^n. \quad (2.29)$$

Então, podemos mostrar que a profundidade na atmosfera em que se atinge o número máximo de partículas produzidas, o valor máximo é:

$$X_{max}^\gamma = X_0 + n \ln \lambda_r \ln 2, \quad (2.30)$$

onde λ_r é o comprimento de radiação eletromagnética, atribuída a distância que o fóton percorreu até a origem de um par de e^+e^- . Combinando as equações (2.28) e (2.29), obtemos

$$X_{max}^\gamma = X_0 + \lambda_r \ln \left(\frac{E'}{E_{max}} \right). \quad (2.31)$$

Na interação Hadronica, utilizando o modelo de Heitler e considerando um próton como primário, em cada interação, um número N_{pc} de píons carregados é metade de N_{ps} píons neutros com a mesma energia são produzidos. Os píons neutros decaem e formam a componente eletromagnética. Portanto,

1/3 da energia é transferida a componente eletromagnética. Ademais, a energia total em cada interação n na interação hadrônica descresce atingindo:

$$E_{\pi}^{total} = E' \left(\frac{2}{3} \right). \quad (2.32)$$

A energia de um píon é dada por:

$$E_{\pi} = \frac{E'}{\left(\frac{3}{2} N_{ps} \right)}. \quad (2.33)$$

Como píons se propagando no ar a sua energia crítica deve ser $20GeV$. Portanto, todos os píons decaem em múons, sendo assim, $N_{\mu}^p = N_{pc}$. Logo após a todas as interações hadrônicas, temos que

$$\frac{\ln \left(E' / E_{\pi}^c \right)}{\ln \left(\frac{3}{2} N_{ps} \right)}. \quad (2.34)$$

Seguindo os passos anteriores, um chuveiro iniciado por um núcleo atômico A é tratado como uma superposição de chuveiros de prótons com energia E'/A :

$$X_{max}^A = X_{max}^p + \lambda_r \ln A. \quad (2.35)$$

A distribuição do X_{max} será tratada com mais detalhes nas seção (3.1.4)

Capítulo 3

Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger foi criado afim de explicar o espectro de energia dos raios cósmicos para energias superiores a 10^{18} eV, a distribuição de sua direção de chegada e para identificar estatisticamente a composição do raio cósmico primário. Os dados obtidos neste Observatório irão permitir discernir os possíveis mecanismos para explicar a origem destes raios cósmicos e suas fontes. Além disso, para um subconjunto de partículas para as quais será possível definir seu tipo, podemos obter informações relevantes sobre a física nestas escalas de energia, impossível de serem obtidas com os maiores aceleradores de partículas existentes.

O Observatório Auger é um experimento localizado no hemisfério Sul, na província de Medonza, Argentina, com uma área de $3000\ km^2$, fazendo dele um dos maiores observatórios do mundo. Esta gigantesca área, permite ter uma alta taxa de coleta de raios cósmicos de altíssimas energias.

O detector de superfície é formado por 1660 detectores (SD) de efeito Cherenkov em água, espalhados em sua área, formando uma rede triangular com um espaçamento de 1,5 Km entre cada estação. Já, o detector de fluorescência é formado por 27 telescópios de fluorescência localizados em 5 edifícios (FD).

A atmosfera deve ser monitorada constantemente pois a quantidade de nuvens e aerossóis (partículas mais pesadas em suspensão na atmosfera) influenciam diretamente nas medidas realizadas pelo SD e FD e também influenciam a produção e atenuação de luz fluorescente, causando variação nas medidas realizadas pelo FD. Por essas razões, há instalado um sistema de monitoramento da atmosfera com os LIDARs (Light Detection and Ranging) próximos dos prédios onde estão instalados os telescópios de fluorescência[45].

Esse monitoramento é exponencial pois, seus dados fornecem informações sobre a altitude e cobertura das nuvens bem como sua profundidade e opacidade, além do espalhamento de aerossóis e propriedades de absorção da atmosfera. Além dos LIDARs, foram instalados mais dois sistemas de laser com função semelhante localizados aproximadamente no centro da rede de detectores de superfície. O primeiro, o CLF (*Central Laser Facility*) e o segundo XLF (*Extreme Laser Facility*) este ultimo possui um sistema de calibração automatizado capaz de medir a energia depositada na atmosfera pelo feixe de laser disparado assim, como sua polarização [45]. A Figura 3.1 mostra no mapa a localização geográfica do Observatório, um prédio detector de fluorescência e detector de superfície .

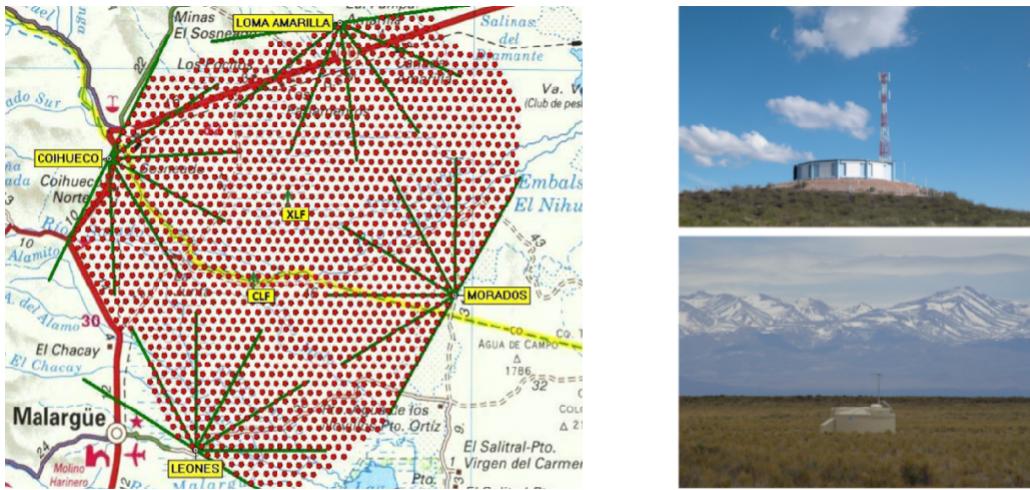


Figura 3.1: À esquerda: Área ocupada pelo Observatório e o esquema do conjunto de detectores do Observatório Pierre Auger. Cada ponto vermelho representa um dos 1.660 detectores de superfície. Os quatro prédios de detectores de fluorescência .A localizaçāo dos aparatoss de monitoramento atmosférico, CLF e XLF, próximos ao centro da rede SD também sāo mostrados. À direita acima: Um dos prédios, Los Leone, que abriga seis telescópios de fluorescência. À direita abaixo: uma estação SD no campo. Fonte:[45]

3.1 Principais Resultados do Observatório Pierre Auger

3.1.1 A distribuição das direções de chegada

A distribuição das direções de chegada dos raios cósmicos na Terra são observáveis que guardam informações sobre a origem, propagação e composição dessas partículas. A importância dessas distribuições nos fornecem se elas sāo isotrópicas ou anisotrópicas. Nesta seção iremos detalhar as ani-

sotropias de raios cósmicos ultra-alta energia de pequenas, intermediárias e larga escala através da descoberto do dipolo [3];

3.1.2 Direções de chegada dos raios cósmicos de ultra-alta energia detectados pelo Observatório Pierre Auger

Descobrir a origem desse raios cósmicos é bastante dificultoso devido a baixa detecção, ou seja, um fluxo muito baixo medido na Terra em virtude dos desvios causados pelo campo magnético em sua trajetória. E como também não conhecemos exatamente esses campos, este trabalho torna-se ainda mais complexo. Entretanto, a informação das suas direções, pode se tornar um objeto importante se a distribuição das fontes não forem uniformes e as deflexões magnéticas forem pequenas, permitindo-nos, compreender melhor as suas fontes.

Se o efeito GZK realmente existir, acarretando uma supressão no fluxo dos raios cósmicos com energia acima de 40EeV, podemos limitar as distâncias das fontes que possam contribuir no fluxo medido na terra. Uma vez que, a distribuição de fontes em nosso universo local não forem homogêneas e a correlação entre os eventos e as fontes próximas, podemos encontrar essa correlação caso o número atômico Z do raio cósmico seja baixo.

A Colaboração Pierre Auger em 2007, encontrou uma correlação entre as direções de chegadas dos raios cósmicos com fontes extra galácticas, usando o catálogo Véron-Cetty e Véron de galaxias de núcleos ativos (AGNs) [46]. O número mensurável de partículas com energias acima do limiar previsto, atingem uma máxima distância angular das AGNs, com $D < D_{max}$. Realizou-

se a medição e comparada com as previsões isotrópicas para as partículas primárias.

Os pesquisadores encontraram uma relação isotrópica, usando eventos verticais, uma distância angular $3,1^\circ$, energia $E = 57$ EeV e uma distância máxima de $D_{max} = 75$ Mpc. Em 2015, utilizando a mesma análise, agora com mais dados, encontrou-se uma correlação de 2σ acima da previsão isotrópica [47], não apresentando um prenúncio de anisotropia. A Figura 4.1 mostra os mapas celeste obtidos pela Colaboração Pierre Auger.

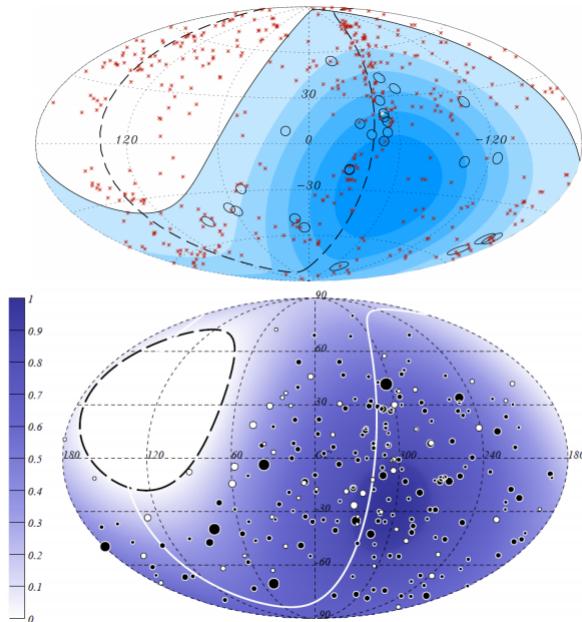


Figura 3.2: Em cima: Mapa de cobertura de 27 eventos com energias acima de 57 EeV e distância angular $3,1^\circ$ com as direções de 472 AGNs a uma distância de até 75 Mpc da Terra [27]. Os círculos representam os eventos. Em baixo: o mapa de cobertura de 231 eventos com energias acima de 53 EeV usados na análise de 2015. Os pontos pretos ou brancos representam os eventos. Fonte: [47]

3.1.3 Anisotropia em larga escala detectada pelo Pierre Auger Observatório

Como dito anteriormente, a distribuição das direções de chegada dos raios cósmicos na Terra são observáveis que guardam informações sobre a origem, propagação e composição dessas partículas. Com isso, as distribuições dos raios cósmicos em larga escala carrega consigo o estabelecimento da energia para qual o seu fluxo extragalático começa a prevalecer sobre as partículas da nossa galáxia. Assim, conseguiríamos compreender melhor os possíveis aceleradores em nossa galáxia, assim como, suas fontes de raios cósmicos de ultra-alta energia.

Portanto, esse estudo ajudaria a entender os cenários astrofísicos de origem galática com energia acima de 1 EeV e cenários extragaláticos.

Em 2012, a Colaboração Pierre Auger realizou uma procura em 3D de anisotropia nas direções dos raios cósmicos detectados com energia acima de 1 EeV. Este estudo é feito na expansão de harmônicos esféricos no seu fluxo de partículas detectadas[48]. Assim, podemos expandir o fluxo:

$$\tilde{\Phi}(\hat{n}) = \phi(\hat{n}) \times w(\hat{n}) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} b_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n}), \quad (3.1)$$

onde \hat{n} é uma direção da exposição do Observatório Pierre Auger, $w\hat{n}$ é a exposição incompleta e não uniforme. Com isso podemos obter os coeficientes $a_{\ell m}$ através do fluxo verdadeiro:

$$\Phi(\hat{n}) = \sum_{\ell'=0}^{\ell_{max}} \sum_{m=-\ell'}^{\ell'} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n}). \quad (3.2)$$

Como \hat{n} é um vetor unitário em uma determinada direção (θ, ϕ) , então o coeficiente $a_{\ell m}$ pode ser equacionado:

$$a_{\ell m} = \int \Phi(\hat{n}) Y_{\ell m}^*(\hat{n}) d\hat{n}. \quad (3.3)$$

Portanto, podemos escrever o espectro de potência angular C_ℓ como:

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2. \quad (3.4)$$

O espectro de potência angular é uma função de dois pontos no espaço que fornece informação sobre a correlação entre duas direções angulares separadas por uma escala angular $\theta \sim 180^\circ/\ell$.

Assim sendo, a Colaboração Pierre Auger, em 2015, publicou o estudo sobre a procura de anisotropias em larga escala [3]. reportou, em acordo com aquele encontrado em [3], uma anisotropia dipolar de amplitude $r = (6,5 \pm 1,9)\%$ apontando na direção $(\alpha, \delta) = 95^\circ \pm 24^\circ, -46^\circ \pm 18^\circ$. Nesse estudo, a probabilidade deste sinal dipolar ser originado a partir de uma distribuição isotrópica é de 5×10^{-3} [49]. A Figura 4.2 mostra o mapa encontrado.

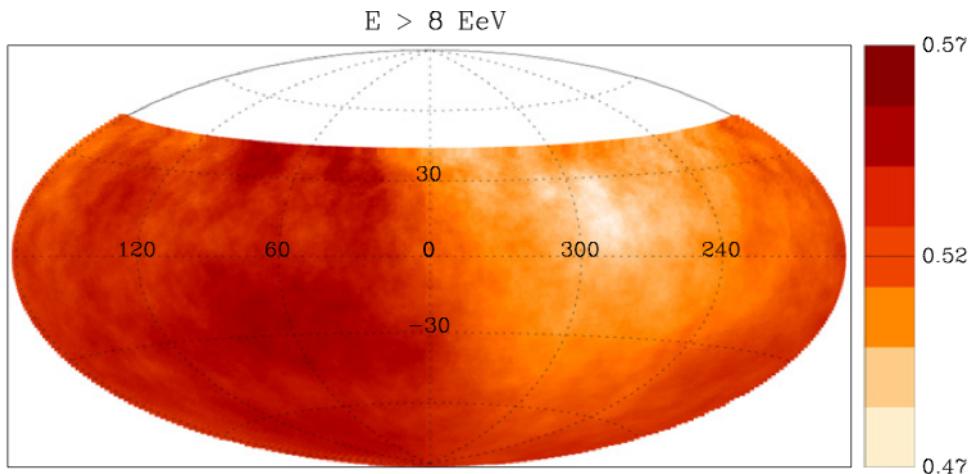


Figura 3.3: Mapa obtido pela Colaboração Auger, com energia acima de 8 EeV, e uma janela angular de 45° [3]

Com o objetivo de encontrar anisotropias em várias escalas, Jaime Souza [4], estudou as distribuições de chegadas de raios cósmicos com energias > 4 EeV, medindo o seu espectro angular de potência. O resultados obtidos foram para $4 \text{ EeV} \leq E \geq 8 \text{ EeV}$. A Figura 4.3 mostra o resultado encontrado.

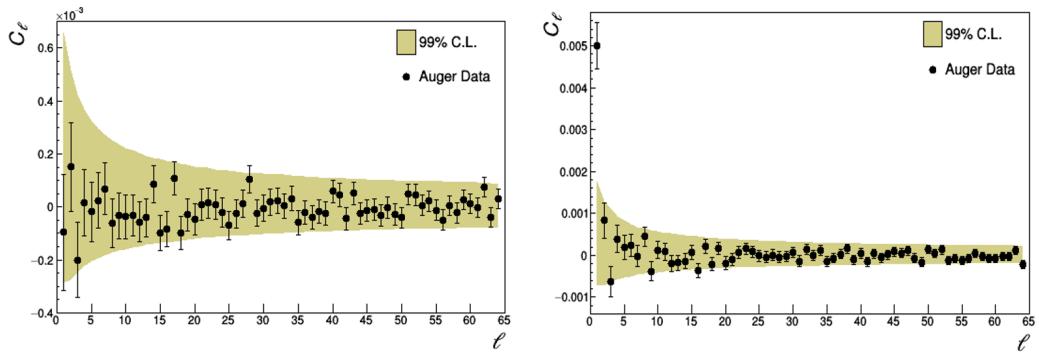


Figura 3.4: Resultados obtidos para eventos com $4\text{EeV} < E < 8 \text{ EeV}$, à esquerda, $E > 8 \text{ EeV}$, à direita

O resultado medido para $4\text{EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ não houve nenhum desvio da distribuição isotrópica com um limiar de 99% C.L. Já para $E > 8$, encontramos um desvio em $\ell = 1$ da faixa isotrópica. Portanto temos uma anisotropia dipolar. Este é o principal resultado que iremos abordar para o ajuste global.

3.1.4 A dedução da composição Química do primário

A dedução sobre a composição química da partícula primária é realizada através da análise da profundidade na atmosfera, ao longo do desenvolvimento do chuveiro, onde a produção de partículas alcançam seu máximo, X_{max} também foi descrito na seção (2.7). O valor médio da profundidade máxima

do chuveiro, $\langle X_{max} \rangle$, e seus erros, $\sigma(X_{max})$, medidas em função da energia. A comparação de $\langle X_{max} \rangle$ e $\sigma(X_{max})$ com modelos de interação hadrônica como o EPOS-LHC [50], Sibyll2.1 [51] e QGSJetII-04 [52] para prótons e núcleos de ferro mostra que a composição da partícula primária tende a ser predominantemente mais leve de $E \approx 10^{18}$ eV até $\sim 3 \times 10^{18}$ eV, enquanto que uma possível transição para partículas mais pesadas é observada para energias maiores. A Figura 4.4 mostra as medidas de $\langle X_{max} \rangle$ e $\sigma(X_{max})$ em função da energia.

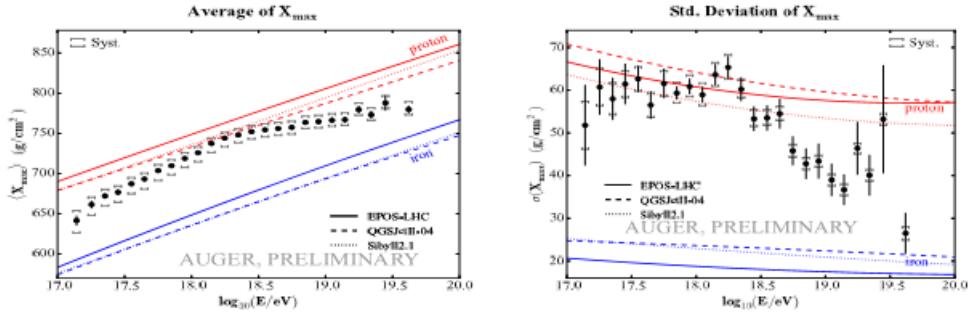


Figura 3.5: À esquerda: valores das médias do X_{max} em função da energia. Também são exibidas as previsões dos modelos EPOS-LHC, Sibyll2.1 e QGSJetII-04. À direita: valores do $\sigma_{X_{max}}$. Os pontos pretos medidas do Observatório Pierre Auger. Fonte: [53]

Capítulo 4

Análise fenomenológica dos dados do Observatório Pierre Auger

Um grande esforço da Colaboração Auger vem estudando uma tentativa de ajustar simultaneamente os dados ao espectro de energia (Figura 2.9) o X_{max} (Figura 4.4). E foi proposto um modelo simples por Di Matteo e foi publicada em [54]. Este modelo assume fontes idênticas de UHECRs uniformemente distribuídas, caracterizadas pela emissão de Hidrogênio, Hélio, Nitrogênio e Ferro, com um espectro de emissão apresentando um fator de supressão dependente da rigidez R_{cut} das partículas,

$$\frac{dN_{inj,j}}{dE} = \begin{cases} J_0 a_j \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma}, & se E/Z_j < R_{cut} \\ J_0 a_j \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \exp \left(1 - \frac{E}{Z_j R_{cut}} \right), & se E/Z_j \geq R_{cut}, \end{cases} \quad (4.1)$$

no qual J_0 é o fator de normalização do espectro, $E_0 = 10^{18}$ eV, γ índice espectral de injeção, R_{cut} a rigidez máxima na fonte, Z_i número atômico de

cada núcleo j injetado na fonte e a_j as frações de cada núcleo injetado na fonte sendo normalizado, ou seja, $\sum_j a_j = 1$. Este modelo não é incapaz de apresentar os dados medidos para toda a faixa de energia. Além disso, não levam em conta sobre a possível fonte de partículas abaixo da região do tornozelo. A Figura 5.1 mostra os resultados obtidos:

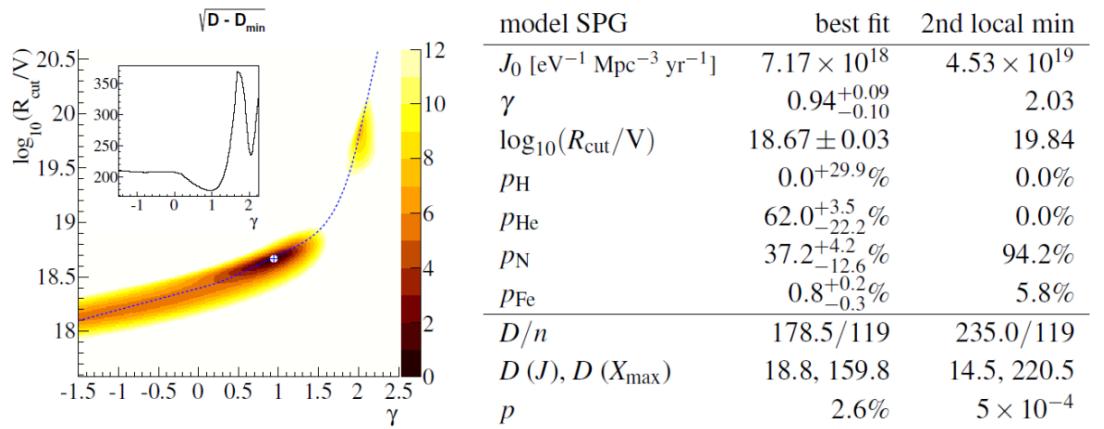


Figura 4.1: À esquerda: desvio em relação a D_{min} (Parecido com χ^2) em função de (γ, R_{cut}) . O diagrama de cor indica os níveis de confiança: 1σ , 2σ , etc. À direita: valores dos parâmetros obtidos para o primeiro e o melhor (segundo) mínimo. Fonte: [54]

Os parâmetros livres do ajuste são: o fator de normalização da injeção J_o , o índice espectral de injeção γ , a rigidez de corte R_{cut} , e as frações dos elementos nas fontes, $p_{\text{H}} + p_{\text{He}} + p_{\text{N}} + p_{\text{Fe}} = 1$.

O melhor ajuste encontrado ocorre para $\gamma = 0.94^{+0.09}_{-0.10}$, $R_{cut} = 10^{18.7 \pm 0.03}$ eV. A Figura 5.2 mostra a distribuição do X_{max} e do melhor ajuste:

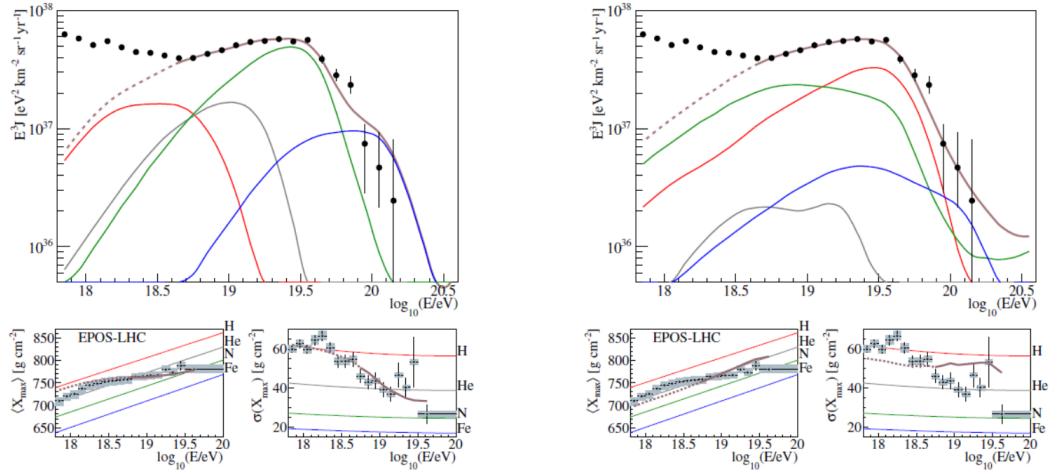


Figura 4.2: Acima: espectro de energia de UHECRs (multiplicado por E^3) os parâmetros correspondentes ao melhor ajuste (à esquerda) e ao mínimo local $\gamma \approx 1$ (à direita). A linha vermelha representam $A = 1$, Cinza: $2 \leq A \leq 4$, Verde: $5 \leq A \leq 26$, Azul : $27 \geq A$ a linha total é a marrom. Abaixo: média e variância da distribuição de X_{\max} conforme valores preditos por modelos em dois cenários a linha marrom é total, vermelho: Hidrogênio, Cinza: Helio , Verde: Nitrogênio e Azul: Ferro. Fonte: [54]

Para um modelo simples de injeção dos UHECRs, os dados do Observatório Pierre Auger são ajustados corretamente por um índice espectral γ e o seu fluxo é limitado. Com tudo, é importante mencionar que para existir uma anisotropia dipolar, a suposição que as fontes de UHECRs não podem ser idênticas e uniformemente distribuídas [55][56].

4.1 Anisotropia dipolar detectados pelo Observatório Pierre Auger com $E > 8$ EeV

Como já foi escrito, no capítulo 3, a colaboração do Observatório Pierre Auger encontrou uma anisotropia dipolar no espectro de potência angular[4]. Com isso, usamos um modelo que supõe que as fontes de raios cósmicos de até 285 Mpc são as do catálogo 2MRS e distribuídas homogeneamente até uma distância de $R > 285$ Mpc. Utilizamos os seguintes procedimentos:

- Injeção de Hidrogênio, Helio, Nitrogênio e Ferro nas fontes.
- Espectro de potência com energia máxima dependente da rigidez magnética $\frac{E_j}{Z_j}$ das partículas de espécie j:

$$\frac{dN_{inj,j}}{dE} = \begin{cases} J_0 a_j \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma}, & se E/Z_j < R_{cut} \\ J_0 a_j \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \exp\left(1 - \frac{E}{Z_j R_{cut}}\right), & se E/Z_j \geq R_{cut} \end{cases} \quad (4.2)$$

onde J_0 é o fator de normalização do espectro, $E_0 = 10^{18}$ eV, γ índice espectral de injeção, R_{cut} a rigidez máxima na fonte, Z_i número atômica de cada núcleo j injetado na fonte e a_j as frações de cada núcleo injetado na fonte sendo normalizado, ou seja, $\sum_j a_j = 1$

As simulações foram realizadas utilizando, aplicações de métodos estatísticos para simulação e análise de dados, uso intensivo de programação em linguagens C++, bash, Python e o código do CRPropa3[37]. Dividimos as simulações em 2 partes: 1) Propagação de partículas do catálogo 2MRS para a Terra e 2) Propagação de partículas de fontes uniformemente distribuídas para a Terra.

1) Propagação de partículas do catálogo 2MRS para a Terra: Para esta propagação tivemos que mudar o código do CRProp3, com isso, ganhamos um tempo computacional acima do código original. Essa mudança foi feita por Eliel ALves e R.M.de Almeida. E, uma vez que não consideramos o campo magnético extragalático, as partículas se movem em 1D a partir de suas fontes até atingir a superfície do observador. Depois de atingir o observador, a partícula está sujeita ao campo magnético galáctico, utilizando o método da lente magnética [37]. Entretanto, os códigos que simulam a propagação de partículas através do universo é que o tamanho da Terra é muito pequeno em comparação com o volume do universo. Para resolver esta questão, consideramos o observador como uma esfera de raio de 10 kpc, e para aumentar a velocidade da simulação, todas as partículas que são emitidas por uma fonte dentro de um ângulo θ , são definidas pela distância entre a fonte, Terra e O raio do observador. Depois que as fontes são extraídas do catálogo, nós atribuímos aleatoriamente um peso $\propto r^{-2}$, onde r é a distância da fonte. A figura 6 mostra a emissão da partícula.

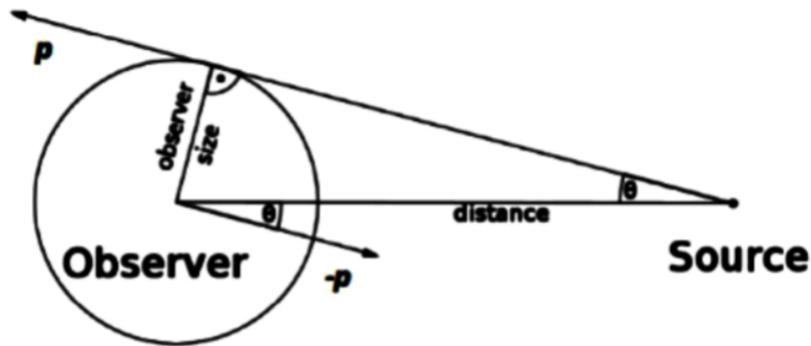


Figura 4.3: Representação da emissão aleatória uniforme dentro de um cone

100,000 partículas de cada núcleo são simuladas com espectro de energia em $\log E$, ou seja, $dN/dE = cE^{-1}$, quando atingem o observador, um peso $w = E^{1-\gamma}$ é atribuído a cada partícula antes de passarem pela lente magnética, a fim de simular um espectro de energia $dN/dE \sim$ quando são emitidos na fonte. Então, para cada núcleo e cada par (R_{cut}, γ) , um mapa do fluxo de cada partícula na esfera celeste é guardado para uso posterior.

2) Propagação de partículas de fontes uniformemente distribuídas para a Terra: Embora o mapa isotrópico consista num mapa muito simples com todos os pixels definidos como 1, é necessário simular eventos a partir de fontes uniformemente distribuídas para que este mapa seja corretamente adicionado ao mapa de eventos provenientes das fontes do catálogo 2MRS. logo, O fluxo total dos eventos obedecem a seguinte equação:

$$\Phi(\hat{u}) = f\Phi_{isotropico}(\hat{u}) + (1 - f)\Phi_{2MRS}(\hat{u}). \quad (4.3)$$

onde $\Phi_{isotropico}(\hat{u})$ é o fluxo dos eventos provenientes das fontes distribuídas homogeneamente e $\Phi_{2MRS}(\hat{u})$ o fluxo dos eventos provenientes das fontes do catálogo 2MRS.

A fração f dos eventos isotrópicos devem ser usadas para completar o catálogo dependendo de γ , R_{cut} e das abundâncias para cada núcleo. Seja N_i o número de eventos que chegam à terra em um determinado intervalo de energia resultado pela injeção de cada núcleo na fonte. Logo, podemos escrever N_i

$$N_i = N_{i<} + N_{i>}, \quad (4.4)$$

onde $N_{i<}$ é o numero de partículas provenientes de fontes cuja distância é menor que 285 Mpc e $N_{i>}$ numero de partículas provenientes de fontes cuja

distância é maior que 285 Mpc. Portanto

$$N_H = N_{H<} + N_{H>},$$

$$N_{He} = N_{He<} + N_{He>},$$

$$N_{Ni} = N_{Ni<} + N_{Ni>},$$

$$N_{Fe} = N_{Fe<} + N_{Fe>}.$$

A fração de partículas que chegam à Terra proveniente de fontes cuja distância é menor que 285 Mpc para cada núcleo é:

$$f_i = \frac{N_{i<}}{N_i}. \quad (4.5)$$

A fração de fluxo proveniente de distâncias menores que 285 Mpc, considerando cada núcleo:

$$f = \frac{N_{H<} + N_{He<} + N_{Ni<} + N_{Fe<}}{N_H + N_{He} + N_{Ni} + N_{Fe}}. \quad (4.6)$$

Usando a equação 7 para cada núcleo é possível substituir N_i por $f \times N_i$ então,

$$f = \frac{N_{H<} \times f_H + N_{He<} \times f_{He} + N_{Ni<} \times f_{Ni} + N_{Fe<} \times f_{Fe}}{N_H + N_{He} + N_{Ni} + N_{Fe}}. \quad (4.7)$$

No entanto, esta equação pressupõe que as abundâncias de cada núcleo nas fontes são as mesmas. Para considerar as abundâncias diferentes:

$$N_i \rightarrow N_i^*$$

e

$$N_i^* = N_i \times a_i,$$

Portanto, a fração do fluxo proveniente de distâncias inferiores a 285 Mpc que deve ser usado na equação 5 é

$$f = \frac{a_H \times N_{H<} \times f_H + a_{He} \times N_{He<} \times f_{He} + a_{Ni} \times N_{Ni<} \times f_{Ni} + a_{Fe} \times N_{Fe<} \times f_{Fe}}{a_H \times N_H + a_{He} \times N_{He} + a_{Ni} \times N_{Ni} + a_{Fe} \times N_{Fe}}. \quad (4.8)$$

O mapa do fluxo proveniente das fontes do catálogo 2MRS ($\Phi_{2MRS}(\hat{u})$) incluindo as contribuições de cada núcleo é:

$$\Phi_{2MRS}(\hat{u}) = \sum_{i=1}^{i=4} a_i \times (1 - f_i) \times \Phi_{i,2MRS}(\hat{u}). \quad (4.9)$$

onde $N_i = 100,000$ é o número de partículas simuladas que atingiu a Terra e $\Phi_{i,2MRS}$ é o mapa do fluxo de eventos para cada núcleo vindo de fontes do catálogo 2MRS após passar pela lente magnética galáctica. Para cada par (γ, R_{cut}) , 500 combinações aleatórias de cada abundância a_i nas fontes. Com isso, podemos obter através da minimização do estimador χ^2_ℓ .

Portanto, após realizar as simulações, varrendo todo o espaço de parâmetros J_0 , γ , R_{cut} , a_H , a_{He} , a_{Ni} e a_{Fe} , passaremos a calcular o χ^2_{total} combinado dos desvios das distribuições resultantes das simulações em relação aos dados do espectro de energia, $\langle X_{max} \rangle$, $\sigma(X_{max})$ e espectro de potência angular C_l , da seguinte forma:

$$\chi^2_{total} = \chi^2_J + \chi^2_{\langle X_{max} \rangle} + \chi^2_{\sigma(X_{max})} + \chi^2_{C\ell}. \quad (4.10)$$

4.1.1 Resultados

A ideia inicial era encontrar um ajuste global para essa anisotropia. Porém, os resultados que serão mostrados atinge somente o ajuste do espectro angular de potência. A Figura 5.4 apresenta o mapa do fluxo de cada núcleo observado na Terra para um $\gamma = 1$ e $\log_{10}(R_{cut}/eV) = 20, 3$.

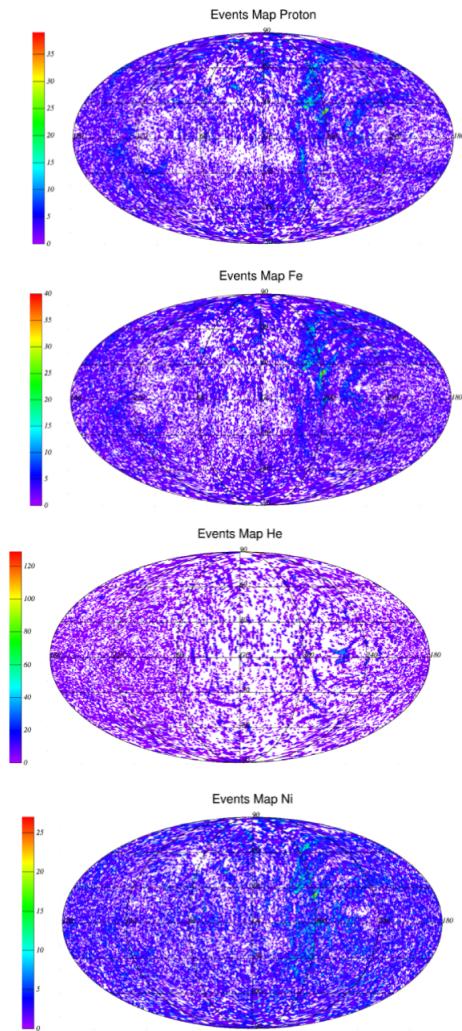


Figura 4.4: mapa do fluxo de cada núcleo observado na Terra para um $\gamma = 1$ e $\log_{10}(R_{cut}/eV) = 20, 3$

A Figura 8 mostra o mapa do fluxo total $\Phi(\hat{u})$ observado na Terra para um $\gamma = 1$ e $\log_{10}(R_{cut}/eV) = 20, 3$, combinando eventos isotrópicos, eventos do catálogo 2mrs após ter passado pela lente magnética galáctica e uma janela angular de $\sigma = 10^\circ$

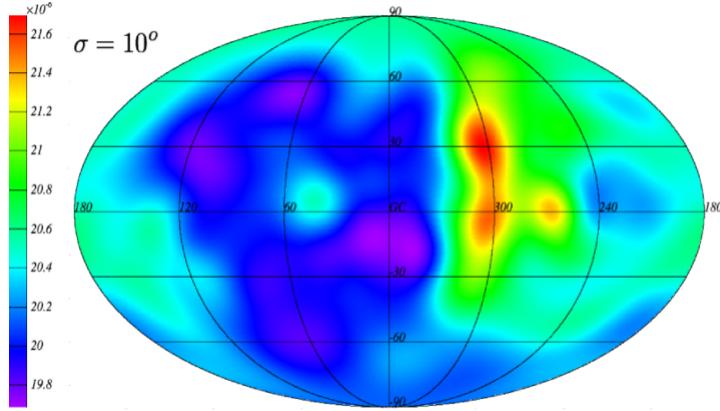


Figura 4.5: mapa do fluxo total observado na Terra para um $\gamma = 1$ e $\log_{10}(R_{cut}/eV) = 20, 8$

Finalmente, após a expansão do fluxo total $\Phi(\hat{u})$ em harmônicos esféricos e usando o pacote Healpix [57] e computando o espectro de potência angular, e usando a equação (4.4), um $\chi^2_{C_\ell}$ é gerado a fim de encontrar o conjunto de parâmetros que melhor ajusta o espectro de potência angular medido (Figura 5.5). A Figura 5.6 mostra os valores mínimos de $\log(\chi^2)$ em função de $(\gamma, \log(R_{cut}/eV))$. A marca branca é a posição do melhor ajuste, $\gamma = 1.95$, $R_{cut} = 10^{19}$. As abundâncias correspondentes para o melhor ajuste são, $a_H = 27\%$, $a_{He} = 13\%$, $a_{Ni} = 7\%$ e $a_{Fe} = 53\%$

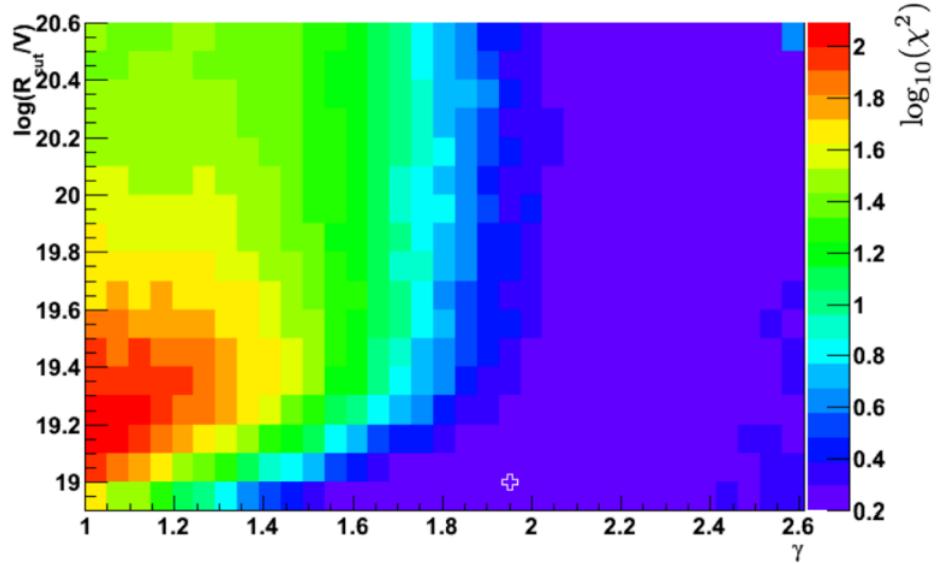


Figura 4.6: Valores mínimos de $\log(\chi^2)$ em função de $(\gamma, \log(R_{\text{cut}}/eV))$

A Figura 5.7 mostra o espectro de potência angular para o melhor ajuste. Os pontos pretos correspondem aos dados do Observatório Pierre Auger e os pontos vermelhos correspondem ao melhor ajuste. As simulações reproduziram muito bem os dados incluindo o dipolo $\ell = 1$.

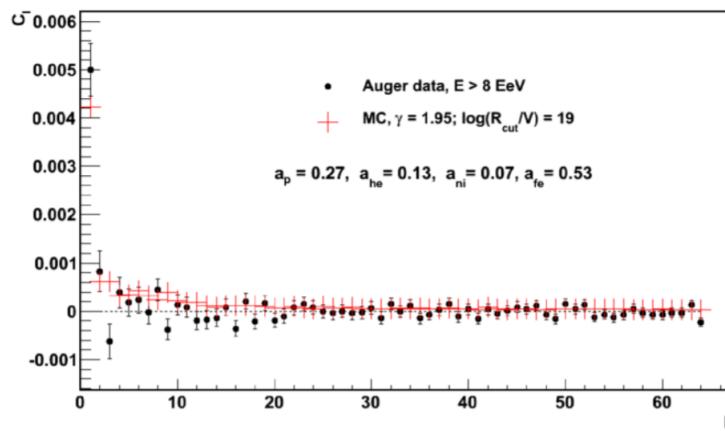


Figura 4.7: Espectro de potência em função da escala angular para $E > 8$ EeV

Capítulo 5

Conclusão

O trabalho apresentado nesta monografia teve como principal objetivo realizar o ajuste global da anisotropia dipolar apresentada nos dados colhidos pela Colaboração Pierre Auger. Este estudo só foi feito para o ajuste global do espectro angular de potência dos eventos com energias de $E \geq 8$ EeV. O resultado ajuste obtido reproduziram muito bem os dados da anisotropia dipolar ($\ell = 1.$).

O principal futuro desse trabalho é aumento da faixas: índice espectral γ e rigidez R_{cut} , e encontrar um ajuste global para essa anisotropia. Através desse trabalho, produzimos duas notas internas na Colaboração com os seguintes temas: **GAP 2017-012, R. A. Batista, F. Catalani, E. Alves Junior, R. M. de Almeida, J. R. T. de Mello Neto,J. S. de Oliveira, U. Giaccari, B. Lago, R. G. Lang, C. Todero, and C. A. V. Ventura , A combined fit of spectrum and composition Auger data considering a very simple case of Lorentz Invariance Violation along the cosmic ray propagation [58]** e **GAP 2017-016, R. A. Batista, F. Catalani, E. Alves Júnior, R. M. de Almeida, J. R. T. de Mello Neto, J. S. de Oliveira, U. Giaccari, B. Lago, R. G. Lang, C. Todero, and**

C. A. V. Ventura , Phenomenological analysis of the large scale anisotropies measured by the Pierre Auger Collaboration considering Lorentz Invariance Violation [59].

Referências Bibliográficas

- [1] W.Cronin,T.K.GaissereS.P.Swordy, Cosmic Rays at the Energy Frontier
Scientific American 276 (1997) 32.
- [2] The Pierre Auger Observatory Design Report”, 2a ed., 14 de março de
1997. <http://www.auger.org/>
- [3] Pierre Auger Collaboration, A. Aab et al., “Large scale distribution of
ultra high energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory
with zenith angles up to 80° ”, *Astrophys. J.* 802 no. 2, (2015) 111.
- [4] Souza de Oliveira, J. (2016). Estudo em multiresolução de anisotropias
nas direções de chegada dos raios cósmicos detectados no Observatório
Pierre Auger. THESIS, Brasil.
- [5] J. Elster and H. Geitel, Weitere Versucüber die Elektrizitätszerstreuung
in abgeschlossenen Luftmengen, *Physikalische Zeitschrift* 2 (1901) 560.
- [6] C. T. R. Wilson, On the Leakage of Electricity through Dust-free Air,
Proceedings of the Cambridge Philosophical Society 11 (1900) 32.
- [7] H. Geitel, Über die Elektrizitätszerstreuung in abgeschlossenen Luft-
mengen, *Physikalische Zeitschrift* 2 (1901) 116.

- [8] T. Wulf, Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit, *Physikalische Zeitschrift* 10 (1909) 152
- [9] A. Gockel, *Die Luftelektrizität. Methoden und Resultate der neueren Forschung.* S. Hirzel, Leipzig, 1908
- [10] V. F. Hess, Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten, *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912) 1084.
- [11] W. Kohlhörster, Über eine Neukonstruktion des Apparates zur Messung der durchdringenden Strahlung nach Wulf und die damit bisher gewonnenen Ergebnisse, *Physikalische Zeitschrift* 14 (1913) 21.
- [12] <https://home.cern/about/physics/cosmic-rays-particles-outer-space>.
acessado em 20/06/2017
- [13] R. A. Millikan and G. H. Cameron, High Frequency Rays of Cosmic Origin III. Measurements in Snow-Fed Lakes at High Altitudes, *Physical Review* 28 (1926) 851–868.
- [14] P. A. M. Dirac, On the Analogy Between Classical and Quantum Mechanics, *Rev. Mod. Phys.* **17** (1945) 195
- [15] D. V. Skobelzyn, The early stage of cosmic particle research, in Early History of Cosmic Ray Studies: Personal Reminiscences with Old Photographs (Y. Sekido and H. Elliot, eds.), vol. 118 of *Astrophysics and Space Science Library*, p. 47. D. Reidel, Dordrecht, Netherlands; Boston, U.S.A., 1985
- [16] D. V. Skobelzyn, The early stage of cosmic particle research, in Early History of Cosmic Ray Studies: Personal Reminiscences with Old Photographs (Y. Sekido and H. Elliot, eds.), vol. 118 of *Astrophysics and*

Space Science Library, p. 47. D. Reidel, Dordrecht, Netherlands; Boston, U.S.A., 1985.

- [17] B. Rossi and S. De Benedetti, Una nuova componente della radiazione cosmicaa, *La Ricerca Scientifica* (1934) 119–122.
- [18] NEDDERMEYER, S. H.; ANDERSON, C. D. Note on the nature of cosmic-ray particles. *Physical Review*, APS, v. 51, n. 10, p. 884, 1937.
- [19] P. Auger, R. Maze, and T. Grivet-Meyer, Extensive cosmic showers in the atmosphere containing ultra-penetrating particles, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. Série II* 206 (1938) 1721–1722.
- [20] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions, *Nature* 160 (1947) 453–456.
- [21] J. Linsley, Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 1020 eV, *Physical Review Letters* 10 (1963) 146–148.
- [22] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Physical Review* 75 (1949) 1169–1174
- [23] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. 1st ed. Springer, 2005
- [24] W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron, The acceleration of cosmic rays by shock waves, *Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference* 11 (1977) 132–137
- [25] R. J. Protheroe, Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays, in *Topics in*

- [26] Hillas, A. M. (1984) *Cosmic-Ray Astrophysics* (M. A. Duvernois, ed.), p. 247, 1999. astro-ph/9812055. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22:425–444
- [27] ABRAHAM, J. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 318, n. 5852, p. 938–943, 2007.
- [28] MILGROM, M.; USOV, V. Possible association of ultra-high-energy cosmic-ray events with strong gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 449, n. 1, p. L37, 1995.
- [29] BLASI, P. Theoretical challenges in acceleration and transport of ultra high energy cosmic rays: A review. In: EDP SCIENCES. EPJ Web of Conferences. [S.l.], 2013. v. 53, p. 01002.
- [30] G.T. Zatsepin and V.A. Kuz'min, *JETP Lett.* 4, 78 (1966).
- [31] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748 (1966).
- [32] BETHE, H.; HEITLER, W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. In: THE ROYAL SOCIETY. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. [S.l.], 1934. v. 146, n. 856, p. 83–112.
- [33] STANEV, T. et al. Propagation of ultrahigh energy protons in the ne arby universe. *Physical Review D*, APS, v. 62, n. 9, p. 093005, 2000.
- [34] KOTERA, K.; OLINTO, A. V. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. arXiv preprint arXiv:1101.4256, 2011.

- [35] BIERMANN, L.; SCHLÜTER, A. Cosmic radiation and cosmic magnetic fields. ii. origin of cosmic magnetic fields. *Physical Review*, APS, v. 82, n. 6, p. 863, 1951.
- [36] PSHIRKOV, M. et al. Deriving the global structure of the galactic magnetic field from Faraday rotation measures of extragalactic sources. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 738, n. 2, p. 192, 2011.
- [37] BATISTA, R. A. On the Cosmological Propagation of High Energy Particles in Magnetic Fields. Tese (Doutorado) — Staats-und University tsbibliothek Hamburg, 2015.
- [38] ALOISIO, R. et al. SimProp: a simulation code for ultra high energy cosmic ray propagation. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2012, n. 10, p. 007, 2012.
- [39] J. J. Beatty, J. M. and Wakely, S. (2015). Cosmic rays.<http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-cosmic-rays.pdf>.
- 2
- [40] MARTIROSOV, R. et al. Energy spectrum and mass composition of primary cosmic radiation in the region above the knee from the GAMMA experiment. *arXiv preprint arXiv:1201.0235*, 2011
- [41] SVESHNIKOVA, L.; STRELNIKOVA, O.; PTUSKIN, V. Spectrum and anisotropy of cosmic rays at TeV–PeV-energies and contribution of nearby sources. *Astroparticle Physics*, Elsevier, v. 50, p. 33–46, 2013.
- [42] KNURENKO, S. et al. The Spectrum of cosmic rays in the energy range 10^{18} EeV according to the small cherenkov array in yakutsk. 2015.

- [43] ABBASI, R. et al. Pierre Auger Observatory and Telescope Array: Joint contributions to the 34rd international cosmic ray conference (ICRC 2015). arXiv preprint arXiv:1511.02103, 2015.
- [44] GOSSE, J. C.; PHILLIPS, F. M. Terrestrial in situ cosmogenic nuclides: theory and application. *Quaternary Science Reviews*, Elsevier, v. 20, n. 14, p. 1475–1560, 2001.
- [45] AAB, A. et al. (The Pierre Auger Collaboration). The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 798, p. 172–213, 2015
- [46] VERON-CETTY; VÉRON, P. A catalogue of quasars and active nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, EDP Sciences, v. 455, n. 2, p. 773–777, 2006.
- [47] AAB, A. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Searches for anisotropies in the arrival directions of the highest energy cosmic rays detected by the Pierre Auger observatory. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 804, n. 1, p. 15, 2015.
- [48] ABREU, P. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Large-scale distribution of arrival directions of cosmic rays detected above 10^{18} eV at the Pierre Auger Observatory. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, IOP Publishing, v. 203, n. 2, p. 34, 2012.
- [49] ABBASI, R. et al. Pierre Auger Observatory and Telescope Array: Joint contributions to the 34rd international cosmic ray conference (ICRC 2015). arXiv preprint arXiv:1511.02103, 2015.

- [50] Pierog, T. et al., arXiv:1306.0121, 2013
- [51] Ahn, E-J. et al, Physical Review D, v. 80, n.9, p. 094003, 2009.
- [52] Ostapchenko, S., Phys. Rev. D, v. 89, n.7, p. 074009, 2014.
- [53] AAB, A. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory. i. measurements at energies above 1017.8 eV.Physical Review D, APS, v. 90, n. 12, p. 122005, 2014.
- [54] di Matteo, A. (2016). Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory. PoS, ICRC2015:249.
- [55] ARANDA, V. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Large scale distribution of ultra high energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory with zenith angles up to 80 degrees. Astrophysical journal, IOP Publishing LTD, v. 802, n. 2, 2015.
- [56] AAB, A. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Searches for large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays detected above energy of 1019 eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v. 794, n. 2, p. 172, 2014.
- [57] Glen Cowan, "Statistical Data Analysis", Oxford University Press, 1998.
- [58] E.L.Alves Juinor,R. A. Batista, F. C. et al. (2017). A combined fit of spectrum and composition Auger data considering a very simple case of Lorentz Invariance Violation along the cosmic ray propagation. GAP 2017-012.

- [59] E.L.Alves Juinor,R. M. de Almeida, C. A. V. V. et al. (2017). Phenomenological analysis of the large scale anisotropies measured by the Pierre Auger Collaboration considering Lorentz Invariance Violation. GAP 2017-016