



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”

RAFAEL GEURGAS ZAVARIZZ

PROCURA POR ASSINATURAS DE ALINHAMENTO INDUZIDO  
POR CAMPO MAGNÉTICO NAS DIREÇÕES DE CHEGADA DE  
RAIOS CÓSMICOS DETECTADOS NO OBSERVATÓRIO PIERRE  
AUGER

CAMPINAS  
2019

RAFAEL GEURGAS ZAVARIZZ

PROCURA POR ASSINATURAS DE ALINHAMENTO INDUZIDO  
POR CAMPO MAGNÉTICO NAS DIREÇÕES DE CHEGADA DE  
RAIOS CÓSMICOS DETECTADOS NO OBSERVATÓRIO PIERRE  
AUGER

Dissertação apresentada ao Instituto de Física “Gleb Wataghin” da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Física, na Área de Física.

Orientadora: Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato

Este exemplar corresponde à redação final da dissertação de mestrado defendida pelo aluno Rafael Geurgas Zavarizz e orientado pela Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato.

CAMPINAS

2019

Ficha catalográfica  
Universidade Estadual de Campinas  
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin  
Lucimeire de Oliveira Silva da Rocha - CRB 8/9174

Z19p Zavarizz, Rafael Geurgas, 1994-  
Procura por assinaturas de alinhamento induzido por campo magnético nas direções de chegada de raios cósmicos detectados no Observatório Pierre Auger / Rafael Geurgas Zavarizz. – Campinas, SP : [s.n.], 2019.

Orientador: Carola Dobrigkeit Chinellato.  
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Observatório Pierre Auger. 2. Raios cósmicos. 3. Direções de chegada. 4. Multipletos. I. Chinellato, Carola Dobrigkeit, 1952-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

**Título em outro idioma:** Search for signatures of magnetically-induced alignment in the arrival directions of cosmic rays measured at the Pierre Auger Observatory

**Palavras-chave em inglês:**

Pierre Auger Observatory

Cosmic rays

Arrival directions

Multiplets

**Área de concentração:** Física

**Titulação:** Mestre em Física

**Banca examinadora:**

Carola Dobrigkeit Chinellato [Orientador]

Luiz Vitor de Souza Filho

Márcio José Menon

**Data de defesa:** 04-07-2019

**Programa de Pós-Graduação:** Física

**Identificação e informações acadêmicas do(a) aluno(a)**

- ORCID do autor: <https://orcid.org/0000-0002-8928-493X>

- Currículo Lattes do autor: <http://lattes.cnpq.br/6541697412753248>

Membros da comissão julgadora da dissertação de mestrado de **Rafael Geurgas Zavarizz - RA 193113** apresentada e aprovada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", da Universidade estadual de Campinas, em 04/07/2019.

**Comissão julgadora:**

- Profª. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato – Orientadora – DRCC/IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Luiz Vitor de Souza Filho – IFSC/USP
- Prof. Dr. Marcio José Menon – DRCC/IFGW/UNICAMP

Ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no SIGA/Sistema de Fluxo de Dissertação/Tese e na Secretaria do Programa da Unidade.

CAMPINAS

2019

## **Agradecimentos**

Gostaria de agradecer à minha orientadora Carola, por me orientar durante este mestrado não apenas na área acadêmica, mas também me ajudar a crescer como pessoa. Ao colega Daniel Pakk, por me ajudar principalmente no começo do projeto com o embasamento científico, metodologia e programação.

Agradeço à minha mãe e à minha família por me incentivarem a seguir a carreira acadêmica. Em especial agradeço ao meu irmão Rodrigo, por me ajudar inúmeras vezes na elaboração dos programas utilizados. Agradeço à Tatiana, que me deu conselhos tanto pessoais quanto relacionados à carreira acadêmica durante todo o mestrado.

Gostaria também de agradecer ao meu primeiro professor de física, o Luiz, porque talvez sem o empurrão inicial dele, eu não estivesse estudando física.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001. Número do processo 1690662/2017.

## Resumo

O Observatório Pierre Auger tem como principal objetivo o estudo de raios cósmicos na faixa de energias entre  $10^{17}$  eV até da ordem de  $10^{20}$  eV. Os dados experimentais obtidos no Observatório permitem estudar esses raios cósmicos e dar passos importantes para o entendimento de sua origem e possíveis fontes, processos de aceleração desde as fontes até a Terra, composição química e espectro energético. Essa dissertação tem como objetivo procurar, na distribuição das direções de chegada dessas partículas de altíssimas energias, por agrupamentos de raios cósmicos cujas direções estejam alinhadas ao longo de um arco na esfera celeste. Caso este alinhamento ao longo de um arco apresente, adicionalmente, uma relação entre as distâncias angulares e os inversos das energias, ele poderá dar indicações de que esses raios cósmicos são provenientes de uma mesma fonte astrofísica e que atravessaram a mesma configuração de campo magnético. O objetivo principal é retomar uma análise com a mesma finalidade que foi publicada pela Colaboração Pierre Auger em 2012, agora com o dobro da exposição e dados em relação a 2012, para verificar se os agrupamentos identificados em 2012 se mantêm ou aumentaram e se outros novos podem ser adicionados.

## Abstract

The main goal of the Pierre Auger Observatory is the study of cosmic rays of the highest energies observed so far, in the region of  $10^{17}$  eV up to a few  $10^{20}$  eV. The Observatory was conceived to measure the flux and the energy spectrum, as well as the arrival direction distribution of these cosmic rays to get clues about their origin, acceleration mechanisms, propagation from their sources to Earth, and chemical composition. This project intends to look for correlations in the arrival directions of extremely energetic cosmic rays in the form of groupings characterized by directions aligned on an arc in the sky. Furthermore, if the angular deflections in the grouping are proportional to the inverses of the cosmic-ray energies, we define it as a "multiplet" indicating a signature of magnetically-induced alignment. In this case, the cosmic particles can be originated from the same astrophysical source and have traversed the same configuration of magnetic fields. This project resumes a similar analysis published by the Pierre Auger Collaboration in 2012, now including new data accumulated since 2012 and a doubled exposure, to verify whether the multiplets identified in 2012 are still there or have grown and whether new ones can be added.

# Lista de Figuras

1.1	Representação ilustrativa de um chuvaire atmosférico atingindo um arranjo de detectores no solo [16]. . . . .	19
1.2	Espectro de energia de raios cósmicos compilado por S. Swordy a partir de vários dados publicados pelos experimentos LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park e Yakutsk [19]. . . . .	21
1.3	Ilustração do desenvolvimento longitudinal de um chuvaire atmosférico extenso adentrando a atmosfera terrestre em função da profundidade atmosférica e da altitude acima do nível do mar [31]. . . . .	24
1.4	Perfil longitudinal (pontos) e a função Gaisser-Hillas (linha) [36]. . . . .	25
1.5	A média (esquerda) e o desvio padrão (direita) do valor medido da distribuição do $X_{\max}$ como função da energia comparadas com os valores correspondentes dessas grandezas obtidos em simulações de chuvaire atmosféricos iniciados por prótons e núcleos de ferro [37]. . . . .	26
1.6	Esquema representando as interações que um próton pode sofrer ao adentrar na atmosfera. Vide texto para mais informações [38]. . . . .	26
1.7	Esquema representando o sistema local de coordenadas. . . . .	28
1.8	Esquema representando o sistema equatorial de coordenadas [39]. . . . .	29
1.9	Esquema representando o sistema galáctico de coordenadas [40]. . . . .	30
1.10	Diagrama de Hillas para vários candidatos a fonte de raios cósmicos em azul. Os parâmetros "jet-frame" para blazars, explosões de raios gama e microquasares são mostrados em roxo. As linhas douradas correspondem ao limite mínimo para aceleração de um próton no joelho ( $\sim 10^{14.5}$ eV), tornozelo ( $\sim 10^{18.5}$ eV) e o limite GZK ( $\sim 10^{19.6}$ eV). As linhas pontilhadas cinzas representam o limite superior para a interação do próton com a radiação cósmica de fundo e perda síncrotron [55]. . . . .	35
1.11	Esquema ilustrando aceleração por choque difusivo [60]. . . . .	36
1.12	Mecanismo de aceleração de Fermi de segunda (a) e primeira ordem (b) [63]. . . . .	37

2.1	Esquema mostrando o Observatório Pierre Auger onde cada ponto preto representa um detector de superfície. A localização dos detectores de fluorescência é mostrada no perímetro do arranjo dos detectores de superfície. As linhas azuis representam o campo de visão de cada detector de fluorescência. As linhas vermelhas representam o campo de visão dos detectores HEAT [70]. . . . .	42
2.2	Esquerda: Esquema interno de um detector de superfície. Direita: Visualização externa de um dos detectores de superfície [71]. . . . .	42
2.3	Histograma do sinal de chuviros atmosféricos extensos em estações de superfície a 1 km do núcleo do chuviro em unidades de VEM. <i>Esquerda</i> : Sinal característico de um chuviro praticamente vertical ( $\theta \approx 22^\circ$ ), no qual a componente eletromagnética contribui com aproximadamente 50% do sinal total. <i>Direita</i> : Sinal característico de um chuviro inclinado ( $\theta \approx 80^\circ$ ), onde a componente muônica domina o sinal inteiro [74]. . . . .	44
2.4	Esquema representando os detectores de superfície do Observatório Pierre Auger. Os quadrados azuis representam a condição para passar no gatilho T3 no caso de chuviros atmosféricos verticais. Círculos vermelhos representam a condição para passar no gatilho T4. O triângulo verde representa a condição para passar pelo gatilho T5 [77] Modificado. . . . .	45
2.5	Os componentes ópticos de um telescópio de fluorescência [70]. . . . .	46
2.6	Função de exposição relativa do Observatório Pierre Auger. As faixas indicadas pelas tonalidades de azul representam intervalos de declinação de $15^\circ$ . A exposição relativa $\omega(\delta)/\omega_{\max}$ é mostrada em função da declinação [81]. . . . .	48
2.7	Exposição relativa do Observatório Pierre Auger em coordenadas galácticas. As regiões ressaltadas correspondem a intervalos de declinação de $15^\circ$ . O círculo tracejado em torno da origem possui um raio de $25.2^\circ$ na projeção Aitoff e representa o bojo da Via Láctea, como observado a partir da posição da Terra [81].	48
2.8	Painel esquerdo: Evento medido com o detector de superfície. Cada círculo representa a posição de um detector de superfície e as cores indicam a intensidade do sinal registrado. Painel direito: A partir da distribuição dos sinais do chuviro atmosférico extenso como função da distância lateral se realiza um ajuste com a equação 2.2 para se obter o sinal a 1000 m [71]. . . . .	50
2.9	Resolução angular em função do ângulo zenital $\theta$ para eventos que ativaram três, quatro, cinco e seis ou mais detectores de superfície [88]. . . . .	51
2.10	O espectro de energia obtido com os detectores de superfície com eventos verticais, inclinados e híbridos. A incerteza sistemática é de 14% na escala de energia, comum a todos os eventos [89]. . . . .	52
2.11	O espectro combinado e a função de ajuste com os parâmetros ajustados [89]. . . . .	53

2.12	Mapa contendo fluxo de partículas em coordenadas galácticas [90]. O mapa do céu usando a projeção de Hammer, mostrando o fluxo de raios cósmicos acima de 8 EeV suavizado com uma função "top-hat" de 45°. O centro da galáxia está na origem. A cruz representa a direção do dipolo medido, os contornos denotam a região de nível de confiabilidade de 68% e 95%. O quadrado indica a direção do dipolo da distribuição de galáxias 2MRS. As setas mostram as deflexões esperadas de partículas com $E/Z = 5$ EeV e 2 EeV assumindo a parametrização do campo magnético galáctico de [92]. . . . .	54
3.1	Ilustração simples dos dois modelos de campo magnético galáctico [102]. . . . .	58
3.2	Representação da Via Láctea, onde o ângulo de passo está representado por $\theta$ [102]. . . . .	59
3.3	Modelo BSS-S para a componente regular do campo magnético da Via Láctea. A posição do Sol está representada por um círculo [109]. . . . .	60
3.4	Representação das diferentes trajetórias de raios cósmicos com energias de $10^{18}$ eV, $10^{19}$ eV e $10^{20}$ eV [114]. . . . .	61
3.5	Ilustração da deflexão em um campo magnético turbulento com comprimento de coerência com diversos domínios [109]. . . . .	62
3.6	Esquema em 2D representando a propagação do raio cósmico sem a presença de campo magnético (linha hachurada). Representação de 7 domínios podendo ter a componente turbulenta com valores aleatórios para cima ou para baixo. A trajetória do raio cósmico com a influência do campo turbulento (linha cheia). . . . .	62
4.1	Relação geométrica entre a direção de chegada do raio cósmico $\vec{\theta}$ e a posição da fonte $\vec{\theta}_s$ . O esquema está desenhado no plano que contém os vetores $\vec{\theta}_s$ , $\vec{D}$ e uma das direções de chegada, representada por $\vec{\theta}$ . O esquema não está em escala. . . . .	64
4.2	Esquema de uma calota esférica de abertura $\phi$ na esfera celeste. . . . .	65
4.3	Esquema mostrando o plano tangente à esfera. O ponto da tangência representado em vermelho é o centro das direções dos eventos selecionados. . . . .	65
4.4	Esquema 2D da esfera celeste e o plano tangente. . . . .	66
4.5	Representação dos sistemas de coordenadas $(x, y)$ , $(u, w)$ e dos pontos representando as direções de chegada dos raios cósmicos sobre o plano tangente à esfera celeste no seu ponto médio [109]. . . . .	68
4.6	Esquerda: esquema mostrando eventos simulados contidos no plano tangente $(x, y)$ . Direita: rotação dos eixos $(x, y)$ para os novos eixos $(u, w)$ através de um ângulo de rotação $\mu$ onde existe a máxima concentração de eventos ao longo do eixo $u$ e a mínima concentração de eventos ao longo do eixo $w$ [116]- Modificado. . . . .	69
4.7	Abertura de $2W_{max}$ (linha tracejada) em torno do eixo dos candidatos a multipletos (linha vermelha). . . . .	70

4.8	(a) Distribuição da dispersão angular máxima e (b) do coeficiente de correlação $C(u, \frac{1}{E})$ para multipletos de 14 eventos de fontes simuladas. As linhas pontilhadas marcam os melhores valores para a reconstrução do multipletos para estas duas grandezas, ou seja, $W_{max}$ e $C_{min}$ [1]. . . . .	71
4.9	Probabilidade de encontrarmos multipletos de diferentes multiplicidades ao acaso dependendo dos valores de $W_{max}$ (a) e de $C_{min}$ (b) [1]. . . . .	72
5.1	Multipletos de maior coeficiente de correlação encontrado (0.983). <i>Acima</i> : coordenada $u$ e o inverso da energia dos eventos que compõem o multipletos. <i>Abaixo</i> : relação entre as coordenadas $u$ e $w$ dos eventos que compõem o multipletos no plano tangente à esfera. . . . .	78
5.2	Multipletos de menor dispersão angular encontrado ( $0.503^\circ$ ). <i>Acima</i> : coordenada $u$ e o inverso da energia dos eventos que compõem o multipletos. <i>Abaixo</i> : relação entre as coordenadas $u$ e $w$ dos eventos que compõem o multipletos no plano tangente à esfera. . . . .	79
5.3	Projeção em Aitoff. Em vermelho: resultados obtidos em 2012 pela Colaboração Auger [1]. Em verde de cima para baixo: M87, núcleo de Centaurus A, NGC 4945 e NGC 253. Em azul: as direções das 1719 candidatas a fontes astrofísicas dependentes, sem aplicar o processo de filtragem. O sistema de coordenadas é o galáctico. . . . .	82
5.4	Projeção em Aitoff. Em vermelho: resultados obtidos em 2012 pela Colaboração Auger [1]. Em verde de cima para baixo: M87, núcleo de Centaurus A, NGC 4945 e NGC 253. Em azul: as direções das 67 candidatas a fontes astrofísicas dependentes, aplicando o processo de ajuste grosso. O sistema de coordenadas é o galáctico. . . . .	83
5.5	Projeção em Aitoff. Em vermelho: resultados obtidos em 2012 pela Colaboração Auger [1]. Em verde de cima para baixo: M87, núcleo de Centaurus A, NGC 4945 e NGC 253. Em azul: as direções das 32 candidatas a fontes astrofísicas independentes, após aplicar o processo de ajuste fino. O sistema de coordenadas é o galáctico. . . . .	84
A.1	$\vec{R}_i$ foi alongado a fim de que toque o plano tangente. Representação do vetor $\vec{a}$ contido no plano tangente à esfera. . . . .	98
A.2	Eixos X e Y no plano tangente. . . . .	100
C.1	Exemplo de gaussiana em 2D, com origem nas coordenadas $(0, 0)$ e $\sigma_x = \sigma_y = 1$ [122]. . . . .	104

# Lista de Tabelas

4.1	Porcentagem da distorção entre as distâncias no plano tangente e as distâncias na esfera em função do ângulo de abertura entre eles. . . . .	67
4.2	Porcentagem de eventos reconstruídos para um multipletto de inicialmente 14 eventos utilizando a dispersão angular máxima de $1.5^\circ$ [109]. . . . .	71
4.3	Porcentagem de eventos reconstruídos para um multipletto de inicialmente 14 eventos utilizando o coeficiente de correlação mínimo de 0.9 [109]. . . . .	71
4.4	Comparação entre o número de eventos coletados pelo Observatório Pierre Auger até 2010 e até 2017 em faixas de energia mínimas. . . . .	73
4.5	Comparação entre números de eventos médio dentro de uma região de abertura de $15^\circ$ em torno de todos os centrais. Os números médios estão arredondados. Dados coletados pelo Observatório Pierre Auger até 2010 e até 2017. . . . .	74
5.1	Comparação dos resultados das direções das fontes astrofísicas para os dois multiplettos não correlacionados da Colaboração Auger em 2012 [1] com os resultados desta dissertação. As coordenadas da fonte estão em coordenadas galácticas. . . . .	76
5.2	Quantidade de multiplettos correlacionados e suas multiplicidades. . . . .	77
5.3	Poder de deflexão $D_u$ da fonte, coordenadas ascensão reta e declinação reconstruídas da fonte e coeficiente de correlação para o multipletto com maior fator de correlação e para o de menor dispersão angular. . . . .	77
5.4	67 grupos de multiplettos e as direções reconstruídas das candidatas a fontes em coordenadas galácticas. O índice mostra quais grupos irão se fundir após o ajuste fino. . . . .	81
5.5	Relacionando o índice da reconstrução das candidatas a fontes astrofísicas independentes com a quantidade de multiplettos que a origina, as coordenadas galácticas das fontes e o poder de deflexão da mesma. . . . .	85

# Conteúdo

<b>1 Física dos Raios Cósmicos</b>	
1.1 Contexto Histórico . . . . .	17
1.2 Espectro Energético . . . . .	22
1.3 Composição . . . . .	22
1.4 Chuveiros Atmosféricos Extensos . . . . .	23
1.4.1 Interação com a Atmosfera . . . . .	25
1.5 Sistemas de Coordenadas . . . . .	27
1.5.1 Coordenadas Locais . . . . .	27
1.5.2 Coordenadas Equatoriais . . . . .	28
1.5.3 Coordenadas Galácticas . . . . .	29
1.6 Efeito GZK . . . . .	30
1.6.1 Interações Entre Prótons e a Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	30
1.6.2 Interações Entre Núcleos atômicos e a Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	31
1.6.3 Interações Entre Fótons e a Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	32
1.7 Candidatos a Fonte Astrofísica . . . . .	32
1.8 Mecanismos de Aceleração . . . . .	34
1.8.1 Modelo <i>Top-Down</i> . . . . .	34
1.8.2 Modelos <i>Down-Top</i> . . . . .	36
1.8.3 Modelos Híbridos . . . . .	39
<b>2 Observatório Pierre Auger</b>	
2.1 Detectores de Superfície . . . . .	41
2.1.1 Calibração . . . . .	43
2.1.2 Seleção de Chuveiros Atmosféricos Extensos . . . . .	43
2.2 Detectores de Fluorescência . . . . .	46
2.3 Exposição Relativa . . . . .	47
2.4 Reconstrução Híbrida . . . . .	49
2.5 Resultados Mais Relevantes . . . . .	50
2.5.1 Supressão do Fluxo de Raios Cósmicos . . . . .	50
2.5.2 Anisotropia Dipolar . . . . .	52
<b>3 Campo Magnético Galáctico</b>	

3.1	Métodos Experimentais Para Detecção . . . . .	56
3.1.1	Separação Zeeman . . . . .	56
3.1.2	Polarização da luz das estrelas . . . . .	56
3.1.3	Emissão polarizada de luz na faixa de IV por poeira cósmica . . . . .	56
3.1.4	Emissão de radiação síncrotron . . . . .	56
3.1.5	Rotação de Faraday . . . . .	57
3.2	Modelo Atual Para o Campo Magnético Galáctico . . . . .	57
3.3	Influência do Campo Magnético na Trajetória do Raio Cósmico . . . . .	60
3.4	Componentes Regular e Turbulenta . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Metodologia na Busca de Possíveis Multipletos</b>	
4.1	Eficiência do Método . . . . .	63
4.2	Reconstrução da Posição das Fontes . . . . .	63
4.3	Projeção dos Pontos sobre a Esfera Celeste para o Plano Tangente . . . . .	65
4.4	Primeira Etapa de Busca: Encontrando os Candidatos a Multipletos . . . . .	67
4.5	Rotação dos Eixos no Plano Tangente . . . . .	67
4.6	Coeficiente de Correlação e Dispersão Angular . . . . .	68
4.7	Segunda Etapa de Busca: Multipletos . . . . .	69
4.8	Critérios de Corte para os Multipletos . . . . .	70
4.8.1	Probabilidade da Perda de um evento na Reconstrução . . . . .	70
4.8.2	Probabilidade de Um Multipleteo ao Acaso . . . . .	72
4.9	Estimando a Direção da Fonte Astrofísica . . . . .	72
4.10	Comparação de Dados entre 2012 e 2017 . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	
5.1	Validação do Programa . . . . .	75
5.2	Conjunto de Dados . . . . .	76
5.3	Multipletos Encontrados . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Conclusão</b>	
<b>A</b>	<b>Projeção de Pontos na Esfera Sobre o Plano Tangente</b>	
A.1	Determinação do Centro de Direções . . . . .	98
A.2	Cálculo do Vetor $\vec{a}$ no Plano Tangente . . . . .	99
A.3	Componentes $x$ e $y$ no Plano Tangente . . . . .	100
<b>B</b>	<b>Reconstrução das Coordenadas da Fonte</b>	
B.1	Coordenadas Equatoriais da Fonte . . . . .	102
B.2	Coordenadas Galácticas da Fonte . . . . .	103
<b>C</b>	<b>Resolução Angular do Observatório</b>	

# Introdução

Esta dissertação tem a finalidade de atualizar um trabalho anterior publicado em 2012 pela Colaboração Pierre Auger [1]. Agora, sete anos mais tarde, registrando mais do que o dobro de eventos, podemos estudar se os resultados obtidos em 2012 foram mantidos, ampliados ou dissolvidos.

O texto a seguir é dividido da seguinte maneira. O primeiro capítulo, em que é abordada a física dos raios cósmicos, se divide nas seguintes partes: inicialmente é tratado o contexto histórico, em que descrevemos os principais resultados envolvendo a física dos raios cósmicos desde antes da sua descoberta "oficial" até os tempos de hoje com o Observatório Pierre Auger. Na segunda seção, tratamos do espectro dos raios cósmicos, do seu fluxo e de como são realizados os experimentos envolvendo os raios cósmicos. Na terceira seção, discorremos sobre a composição química dos raios cósmicos. A quarta seção explica o fenômeno dos chuviros atmosféricos extensos. A quinta seção contempla os três sistemas de referenciais adotados (local, equatorial e galáctico). Na sexta seção, explicamos o efeito GZK e sua implicação na física dos raios cósmicos. Na sétima seção, mostramos as possíveis fontes astrofísicas responsáveis pela criação dos raios cósmicos de ultra-alta energia. Na oitava seção, discutimos os três principais mecanismos de aceleração dos raios cósmicos de ultra-alta energia (*Top – Down*, *Down – Top* e híbrido).

O segundo capítulo trata do Observatório Pierre Auger e está dividido em cinco seções. Na primeira seção, discorremos sobre os detectores de superfície. Na segunda seção, discutimos sobre os detectores de fluorescência. Na terceira seção, tratamos o conceito importantíssimo quando o assunto é observatórios de raios cósmicos que é o da exposição relativa do observatório e sua implicação na detecção dos raios cósmicos. Na quarta seção, abordamos a característica que diferencia o Observatório Pierre Auger dos outros observatórios de raios cósmicos que é a detecção híbrida dos raios cósmicos, ou seja, utilizamos dois tipos de detectores, o que permite uma melhor reconstrução dos eventos. Na quinta e última seção, falamos sobre os principais resultados obtidos pela Colaboração Pierre Auger.

O capítulo três é um capítulo mais técnico, já que abordamos o campo magnético galáctico, e é dividido em quatro seções. Na primeira seção, expomos os principais métodos experimentais para a detecção das propriedades físicas do campo magnético galáctico, como por exemplo: separação Zeeman, polarização da luz das estrelas, emissão polarizada de ondas infravermelhas da poeira cósmica, emissão de radiação síncrotron e rotação de Faraday. Na

segunda seção, tratamos o modelo atualmente aceito para o campo magnético galáctico. Na terceira seção, abordamos o campo magnético galáctico com um foco nos raios cósmicos. Na quarta seção, discutimos um método de parametrização do campo magnético galáctico.

O quarto capítulo aborda a metodologia na busca de possíveis fontes de raios cósmicos através de uma busca por multipletos e é dividido em dez seções. Na primeira, falamos da eficiência do método para a busca por multipletos utilizado e do tempo de execução do programa. Na segunda seção, abordamos como podemos, a partir dos raios cósmicos detectados pelo observatório, reconstruir as suas possíveis fontes astrofísicas. Na terceira seção, discutimos os métodos matemáticos de como projetar pontos de uma esfera em um plano tangente a ela. Na quarta seção, abordamos a primeira parte da busca dos candidatos a multipletos. Na quinta seção, explicamos como aplicar a rotação no plano tangente e o cálculo do ângulo de rotação. Na sexta seção, discutimos um conceito fundamental na busca de raios cósmicos correlacionados: o conceito de coeficiente de correlação e dispersão angular e os seus valores aceitáveis. Na sétima seção, voltamos a discutir o método de busca para os multipletos correlacionados. Na oitava seção, discutimos um trabalho onde foram feitas várias simulações em que os raios cósmicos incidentes isotropicamente na Terra e quais as implicações dos resultados para a dissertação atual. Na nona seção, discutimos como podemos estimar a direção de uma fonte astrofísica a partir de um multipleto correlacionado. Por fim, na décima seção, comparamos o banco de dados utilizados nessa dissertação e no trabalho de 2012 da Colaboração Pierre Auger.

O quinto capítulo fala sobre os resultados obtidos e é dividido em três seções. Na primeira, discutiremos a confiabilidade do programa de busca de multipletos, verificando se o programa utilizado nessa dissertação, com as mesmas condições e dados utilizados em 2012, é capaz de reproduzir os mesmos resultados. Na segunda, trataremos de comparar os bancos de dados utilizados e as condições de excelência para uma boa detecção de raios cósmicos. Na terceira, mostraremos os resultados finais obtidos.

O sexto capítulo fala sobre as conclusões obtidas nesta dissertação.

Além dos seis capítulos, temos três apêndices onde abordamos os assuntos discutidos acima de uma forma mais matemática. O apêndice A trata de como projetar os pontos sobre uma esfera em um plano tangente a ela. O apêndice B mostra como reconstruir as coordenadas da fonte astrofísica através de um multipleto correlacionado. O apêndice C discute a resolução angular do Observatório Pierre Auger.

---

# Capítulo 1

## Física dos Raios Cósmicos

### 1.1 Contexto Histórico

O primeiro indício sobre a existência de raios cósmicos foi obtido pelo experimento de Charles Coulomb [2], em 1785, no qual detectava que corpos eletricamente carregados perdiam carga ao longo do tempo, concluindo que existiam íons na atmosfera terrestre. Muitos anos depois, em 1879, William Crookes [3] observou que a taxa com a qual um corpo carregado eletricamente perdia a sua carga diminuía quando a pressão era reduzida dando um forte indício de que o ar atmosférico estava diretamente envolvido no processo de perda da carga elétrica do corpo.

No início de 1900, Charles Wilson na Escócia e, independentemente, dois professores do ensino médio na Alemanha, Julius Elster e Hans Geitel, melhoraram a técnica do isolamento de eletroscópios em uma câmara fechada isolada, aumentando assim a sensibilidade do próprio eletroscópio. Com esse isolamento, eles concluíram que o agente que causava a ionização do ar era algo externo à câmara e que tinha um poder de penetração muito intenso. Essa hipótese foi confirmada em 1902 por Ernest Rutherford [4] quando imergiu um eletroscópio em um tanque contendo água e percebeu que a ionização era severamente reduzida.

Uma questão em aberto na época sobre o assunto era a origem dos agentes que ionizavam o ar, se eram de origem terrestre ou extraterrestre. A primeira hipótese, e mais óbvia para a época, era a origem terrestre tendo como fonte materiais radioativos encontrados na crosta terrestre, que eram conhecidos devido aos estudos de Marie e Pierre Curie sobre radiação natural dos minérios. Em 1901, Wilson fez uma sugestão visionária em que dizia que a causa da ionização era alguma fonte extraterrestre com um poder de penetração intenso. Nikola Tesla, nos EUA, patenteou em 1901 um gerador de energia que usava como fonte primária de energia o Sol. Segundo ele "o Sol, assim como outras fontes de energia radiante, emitem minúsculas partículas de matéria [...que] se comunicam com a carga elétrica".

Uma revisão de Karl Kurz [5] resume a situação em 1909. A descarga espontânea observada era consistente com a hipótese de que a radiação existia mesmo em ambientes isola-

dos e que essa radiação tinha uma componente penetrante intensa. Havia duas fontes possíveis para a radiação penetrante: uma radiação extraterrestre, talvez do Sol, e a radioatividade da crosta terrestre. Kurz concluiu, erroneamente, a partir de medições de ionização feitas na parte inferior da atmosfera, que uma radiação extraterrestre era improvável e que (quase toda) a radiação vinha de materiais radioativos na crosta. Foram feitos cálculos de como essa radiação deveria diminuir com a altitude, mas as medições não eram fáceis de realizar porque o eletroscópio era um instrumento difícil de transportar, de calibração muito sensível e a precisão não era suficiente.

Discordando da conclusão de Kurz, o Padre Theodor Wulf construiu um eletroscópio supersensível e móvel, com o intuito de detectar a variação da ionização do ar com a altitude. Em 1909, ele subiu na Torre Eiffel (300 m) e observou que a ionização não decrescia na razão esperada [6].

Entre 1906 e 1910, o italiano Domenico Pacini realizou diversos experimentos ao nível do mar e sob a água, chegando ao importante resultado de que a ionização é inversamente proporcional à profundidade [7]. Ele percebeu que a 3 m de profundidade de água a taxa de ionização era 20% menor do que ao nível do mar. Com os resultados de Pacini e Wulf combinados, a maioria dos cientistas duvidavam da hipótese de que a origem da radiação ionizante era da crosta terrestre.

Entre as décadas de 1910 e 1930, vários experimentos foram realizados para confirmar que o agente ionizador do ar era extraterrestre. Entre eles, o mais famoso experimento foi realizado em 1912, em que o físico Victor Hess [8], considerado o descobridor dos raios cósmicos, subiu em seu balão atmosférico a cinco mil metros de altitude para comprovar que mesmo naquela altitude, a ionização do ar não decrescia. Na verdade, ele descobriu que a ionização naquela altitude era o dobro daquela na superfície terrestre concluindo assim que a Terra estava sendo continuamente bombardeada por radiação que podia causar ionização. Posteriormente, tal descoberta rendeu a Hess o Prêmio Nobel de Física de 1936, o qual dividiu com Carl Anderson, que descobrira o pósitron em um experimento de raios cósmicos quatro anos antes.

Após a descoberta de Hess, vários experimentos, com diferentes cientistas, foram realizados tentando identificar qual objeto astrofísico era o emissor do agente ionizante. O primeiro candidato foi o Sol, mas, ao realizar experiências à noite, perceberam que não houve mudança na ionização. A confirmação dos resultados obtidos por Hess foi realizada nas décadas seguintes.

Em 1913, Kolhörster [9] voou até 9000 m em um balão e confirmou o aumento da ionização. Entre 1923-1926, Robert Millikan fez experiências no fundo de lagos e embaixo de montanhas, mostrando que a ionização do ar cessava, confirmando que a radiação não era terrestre [10]. Curiosamente, Milikan sempre foi cético em relação à descoberta de Hess e passou três anos tentando refutá-la. Finalmente se convenceu, ao perceber que os agentes causadores da ionização do ar não vinham da crosta e, sim, do céu quando os observava em sua câmara de nuvens. Com esta confirmação, ele batizou o fenômeno de raios cósmicos, cunhando assim o

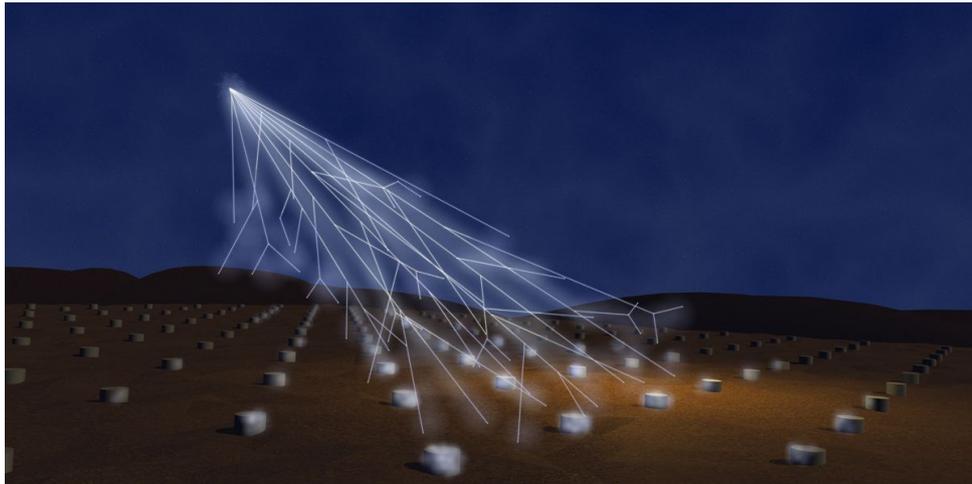


Figura 1.1: Representação ilustrativa de um chuveiro atmosférico atingindo um arranjo de detectores no solo [16].

nome [11]. Em 1932, os físicos Piccard e Cosyns [12] atingem 16200 m em um balão com uma gôndola pressurizada e confirmam, de forma definitiva, o aumento da ionização com o aumento da altitude.

Na década 1920, os primeiros aceleradores de partículas estavam sendo construídos e com eles a primeira tentativa de reprodução controlada das partículas superenergéticas. Mas a energia das partículas produzidas por eles eram centenas de vezes menores do que as energias dos raios cósmicos e o poder de penetração deles na água e em outros materiais era muito mais intenso do que o de qualquer outra radiação conhecida na época. Até nos dias de hoje, os modernos aceleradores de partículas não são capazes de reproduzir tamanha energia.

O Brasil teve sua participação na pesquisa de raios cósmicos com os físicos Bernhard Gross e Gleb Wataghin. Wataghin e colaboradores publicaram um trabalho [13] apresentando medidas de partículas penetrantes produzidas por raios cósmicos na atmosfera e detectadas na mina de ouro de Morro Velho (Minas Gerais) e no túnel da Avenida 9 de Julho, então em construção em São Paulo. O trabalho de Wataghin e colaboradores, publicado em 1940, foi o primeiro experimental brasileiro publicado na prestigiada revista *Physical Review Letters*.

Em 1938, o físico Pierre Auger notou que, no momento em que um contador Geiger-Muller disparava, todos os outros contadores também disparavam simultaneamente, mesmo que estes estivessem separados por várias dezenas de metros, percebendo assim que existia uma certa distribuição lateral na radiação observada por Victor Hess [14, 15]. Este fenômeno ficou conhecido como chuveiro atmosférico extenso (EAS, do inglês *Extensive Air Shower*), ver figura 1.1.

A descoberta de Pierre Auger, da detecção das partículas provenientes do chuveiro atmosférico extenso originado por um raio cósmico utilizando contadores Geiger-Mueller, foi importante para a medida da intensidade (número de partículas) do sinal, mas não conseguia identificar a direção de chegada nem o tipo de partícula que originou o chuveiro atmosférico

extenso. O problema da direção de chegada foi resolvido quando foi desenvolvida a técnica que possibilitava medir os sinais das partículas dos chuveiros empregando arranjos de contadores cintiladores e é um dos métodos de detecção de chuveiros atmosféricos extensos utilizados até hoje. O problema de origem dos raios cósmicos ainda não foi resolvido.

Na década de 1950 começaram as detecções de raios cósmicos ultraenergéticos, definido como portador de uma energia acima de  $10^{18}$  eV, em observatórios. Em especial, em 1963, uma descoberta de um raio cósmico com energia de  $10^{20}$  eV foi feita por J. Linsley e colaboradores [17]. Na época a área dos observatórios era menor que  $8 \text{ km}^2$  e existiam cinco ao redor do mundo: Volcano Ranch - EUA, Haverah Park - Reino Unido, Narrabri - Austrália, Yakutsk - Rússia, Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) - Japão.

No começo dos anos 1960, suspeitava-se que o espectro de raios cósmicos poderia se estender para energias acima de  $10^{21}$  eV, e métodos alternativos de detecção estavam sendo cogitados. Mas, em 1965, Penzias e Wilson [18] descobriram a radiação cósmica de fundo, e, como será detalhado na seção 1.6, já no ano seguinte Greisen e, independentemente, Zatsepin e Kuz'min apontaram que a interação de raios cósmicos ultraenergéticos com essa radiação cósmica de fundo limitaria a energia com que raios cósmicos poderiam chegar à Terra.

Em 1976, os pesquisadores no Observatório de Volcano Ranch desenvolveram um novo método de detecção de raios cósmicos que funcionava medindo a emissão da luz de fluorescência por moléculas de nitrogênio da atmosfera que foram excitadas devido à passagem do chuveiro atmosférico extenso. Essa conquista permitiu a construção do experimento Fly's Eye.

Em 2008, terminou a construção do Observatório Pierre Auger, o maior observatório de detecção de chuveiros atmosféricos extensos do mundo, que será tratado com mais detalhes no capítulo 2. Localizado na província de Mendoza, na Argentina, ele tem a capacidade de detectar eventos<sup>1</sup> com energias acima de  $10^{18}$  eV.

Dados experimentais obtidos ao longo do século XX e no início do século XXI sugerem que o fluxo de raios cósmicos segue uma lei de potência negativa em função da energia, como mostrado na figura 1.2 .

Hoje em dia, sabemos que os chuveiros atmosféricos extensos são causados por partículas carregadas eletricamente, em sua grande maioria positivas, de altas energias (acima de  $10^{15}$  eV) que adentram a atmosfera terrestre, mas as suas origens e mecanismos de chegada à Terra ainda são questões em aberto. A partícula que atinge a atmosfera terrestre é chamada de primária e, dada sua altíssima energia, interage com os núcleos na atmosfera e resulta em criação de novas partículas. Essas novas partículas, ainda altamente energéticas, interagem novamente com os núcleos na atmosfera resultando na criação de mais partículas e assim sucessivamente até as partículas não terem mais energia para criarem novas partículas e passarem a perder sua energia na atmosfera ou a decair.

---

<sup>1</sup>Um chuveiro atmosférico extenso atingindo o Observatório Pierre Auger será denominado como um evento nesta dissertação.

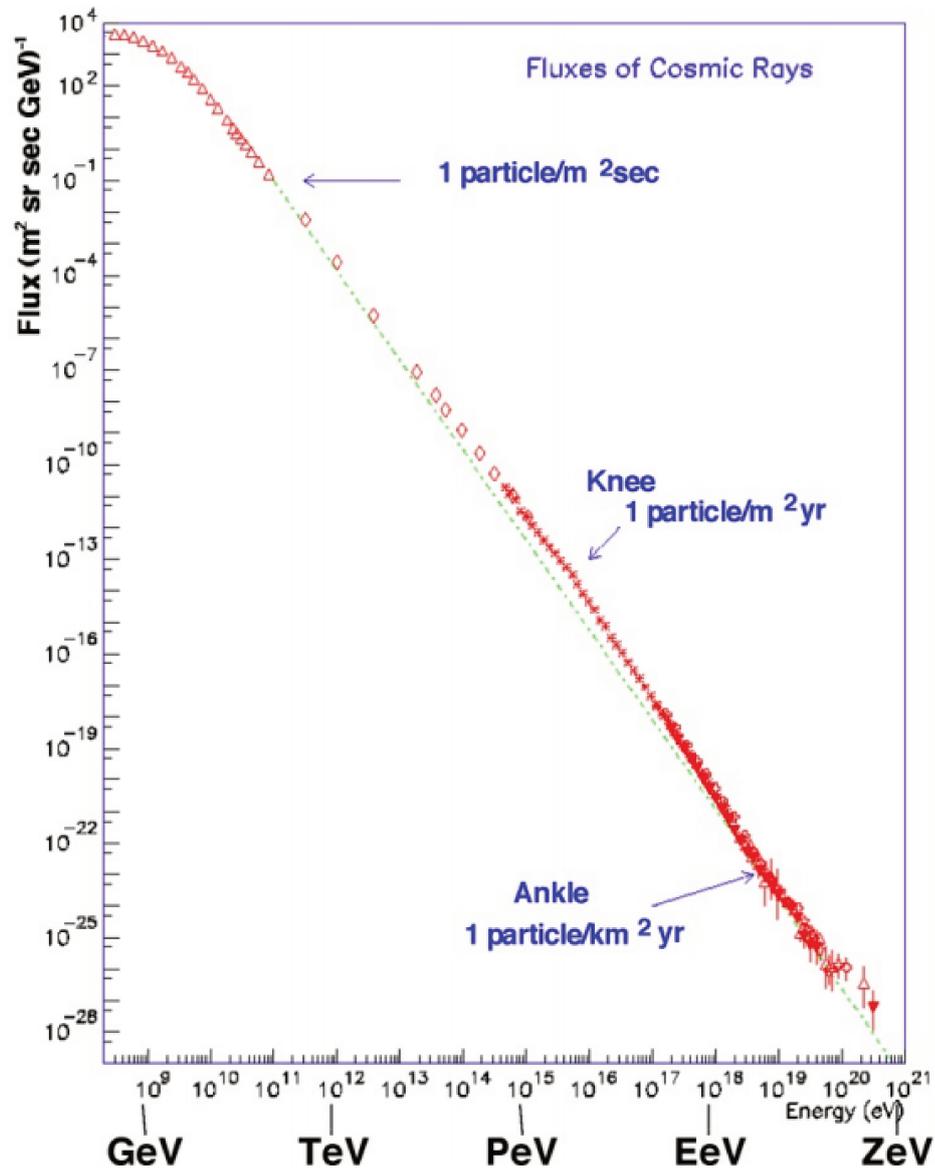


Figura 1.2: Espectro de energia de raios cósmicos compilado por S. Swordy a partir de vários dados publicados pelos experimentos LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park e Yakutsk [19].

## 1.2 Espectro Energético

Analisando a figura 1.2, podemos perceber que a faixa de energia dos raios cósmicos é bem ampla ( $10^9$  eV até  $10^{21}$  eV) e existem dados de vários experimentos. A técnica de detecção varia de experimento para experimento. Para a região onde os raios cósmicos são abundantes ( $E < 10^{12}$  eV), podemos fazer uma detecção direta, como descrito em [20]. À medida que os raios cósmicos ficam mais energéticos e, conseqüentemente, mais raros, precisamos de áreas de detecção cada vez maiores e períodos de detecção mais longos.

O fluxo de raios cósmicos obedece uma relação de potência na forma

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

onde  $E$  é a energia,  $N$  é o número de raios cósmicos com energia entre  $E$  e  $E + dE$ , e  $\alpha$  é o índice espectral.

Existem mudanças no índice espectral do fluxo de raios cósmicos, o primeiro ponto é perto de  $3 \times 10^{15}$  eV, onde o índice espectral muda de 2.7 para 3.0. Este ponto é conhecido como o "joelho" do espectro [21, 22]. Em energias mais altas, temos uma outra mudança na faixa de energia  $8 \times 10^{16}$  eV, em que o índice espectral atinge um valor de 3.2. Essa quebra é conhecida como o "segundo joelho" [23]. Uma outra mudança, agora diminuindo o índice espectral para um valor de 2.6, ocorre em  $3 \times 10^{18}$  eV. Este ponto é chamado de "tornozelo". Por fim, a última variação ocorre em  $3 \times 10^{19}$  eV, onde o índice espectral cresce rapidamente para 4.3 [23, 24]. A última região de mudança de índice espectral não foi detectada pelo experimento AGASA [25, 26]. A detecção foi confirmada inicialmente pelo experimento HiRes [27] e pelo Observatório Pierre Auger [28]. A última mudança no índice espectral será discutida com mais detalhes na subseção 2.5.1. A variação espectral pode ser explicada pelo efeito GZK, que será abordado na seção 1.6.

A região anterior ao "joelho" é dominada por raios cósmicos produzidos em nossa galáxia e a mudança no índice espectral na região do "joelho" pode ser explicada por uma mudança na composição química dos raios cósmicos. Núcleos mais leves, como o do hidrogênio, atingindo uma energia alta, escapam da nossa galáxia, resultando em uma detecção em sua maioria de núcleos mais pesados. A região do "tornozelo" é explicada pela mudança no domínio dos raios cósmicos, de uma origem galáctica para uma extragaláctica.

## 1.3 Composição

Podemos separar a detecção de raios cósmicos em dois grandes grupos. O primeiro grupo é formado pelos raios cósmicos de baixas energias e seu método de detecção é direto, em que o experimento consiste em basicamente colocar um detector no espaço, como mostrado em [29], ou balão atmosférico em uma alta altitude e detectar o raio cósmico antes de adentrar

na atmosfera. O método da detecção direta só é possível pois o fluxo de raios cósmicos de baixas energias é muito alto, cerca de uma partícula/m<sup>2</sup>s. A vantagem da detecção direta é que a medida da composição espectral é facilitada. Para energias de 10<sup>15</sup> eV, os raios cósmicos que atingem a Terra apresentam uma composição de aproximadamente 50% de prótons, 25% de partículas  $\alpha$  (núcleo de hélio) e 13% de núcleos de carbono, nitrogênio e oxigênio e 13% de núcleos de ferro. A porcentagem de elétrons e raios  $\gamma$  constituem frações menores ( $\approx 1\%$ ) do fluxo total, em comparação com os núcleons, de  $\leq 10^{-2}$  e  $10^{-3}$ , respectivamente [30]. Os valores das porcentagens correspondem a valores aproximados.

O segundo grande grupo é referente aos raios cósmicos de altas energias. A partir de 10<sup>18</sup> eV, o fluxo de raios cósmicos se torna bastante escasso (acima de 10<sup>18</sup> eV, o fluxo é cerca de uma partícula/km<sup>2</sup>ano) o que inviabiliza qualquer forma de detecção direta. A solução é a detecção na superfície terrestre através dos chuueiros atmosféricos extensos iniciados pelo raio cósmico.

## 1.4 Chuueiros Atmosféricos Extensos

Inferir a composição dos raios cósmicos de altas energias é um processo difícil, pois a interpretação dos dados experimentais requer a comparação com resultados de chuueiros simulados. As simulações utilizam modelos para os vários tipos de interações que ocorrem nos chuueiros. Estes modelos estão ajustados aos resultados obtidos em aceleradores como o grande colisor de hádrons (LHC, do inglês *Large Hadron Collider*) e descrevem as interações em energias ao menos uma ordem de grandeza mais baixa do que as que ocorrem nos chuueiros.

Os dois métodos mais comuns para caracterizar um chuueiro atmosférico extenso são: a análise do perfil longitudinal do chuueiro e a análise do desenvolvimento lateral. As duas técnicas podem ser usadas isoladas ou de maneira complementar. O desenvolvimento lateral do chuueiro atmosférico extenso é analisado por detectores posicionados na superfície terrestre, chamados de detectores de superfície, que serão abordados com mais detalhes na seção 2.1. O perfil longitudinal do chuueiro é observado com telescópios capazes de detectar luz de fluorescência que é produzida quando as partículas do chuueiro atmosférico interagem com as partículas atmosféricas, primeiramente desenvolvido pela equipe do Volcano Ranch, que será abordado com mais detalhes na seção 2.2.

Podemos contabilizar o desenvolvimento longitudinal medindo a intensidade de luz emitida de um ponto do eixo do chuueiro e que chega em cada telescópio, como ilustrado em 1.3. Com base nessa medida, é posteriormente obtido o perfil longitudinal da energia depositada na atmosfera em função da profundidade atmosférica. Este perfil longitudinal é ajustado por uma função Gaisser-Hillas.

A profundidade atmosférica, comumente expressa em g/cm<sup>2</sup>, é a grandeza que leva em conta a variação da densidade atmosférica com a altitude e corresponde à integral na distân-

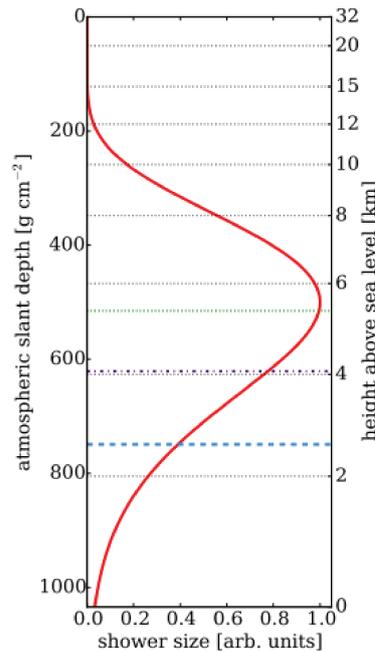


Figura 1.3: Ilustração do desenvolvimento longitudinal de um chuveiro atmosférico extenso adentrando a atmosfera terrestre em função da profundidade atmosférica e da altitude acima do nível do mar [31].

cia (em cm) da densidade atmosférica  $\rho$ , em  $\text{g/cm}^3$ , ao longo do eixo do chuveiro, desde o nível de observação desejado até o topo da atmosfera (onde  $\rho = 0$ ).

A profundidade atmosférica na qual o chuveiro atinge seu número máximo de partículas é chamada de  $X_{\text{max}}$  e é proporcional à energia do raio cósmico primário que originou o chuveiro. A determinação do  $X_{\text{max}}$  nos ajuda a deduzir a composição do primário. Infelizmente, interações acima de  $10^{18}$  eV não são reproduzidas por experimentos em aceleradores de partículas e para essas energias é preciso extrapolar os modelos verificados a energias mais baixas. Os três modelos de interação hadrônica mais utilizados são EPOS-LHC, QGSJetII-04 e Sibyll 2.3c [32–34]. Utilizando diferentes modelos de interação hadrônica resulta em uma pequena discrepância em relação à composição do primário.

Para a reconstrução do chuveiro, o  $X_{\text{max}}$  e a energia total são obtidas através de um ajuste do número de fotoelétrons detectados nos detectores de superfície usando a função Gaisser-Hillas, dada por [35]

$$f_{\text{GH}}(X) = \left( \frac{dE}{dX} \right)_{\text{max}} \left( \frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda}}. \quad (1.2)$$

Os dois parâmetros  $X_0$  e  $\lambda$  são restritos aos seus valores médios para medir uma transição gradual de um ajuste de dois para quatro parâmetros, dependendo da quantidade de declive observado ao longo da trilha e do número de fótons detectados do respectivo evento. Os valores são  $\langle X_0 \rangle = -121 \text{ g/cm}^2$  e  $\langle \lambda \rangle = 61 \text{ g/cm}^2$ . A função Gaisser-Hillas é mostrada na

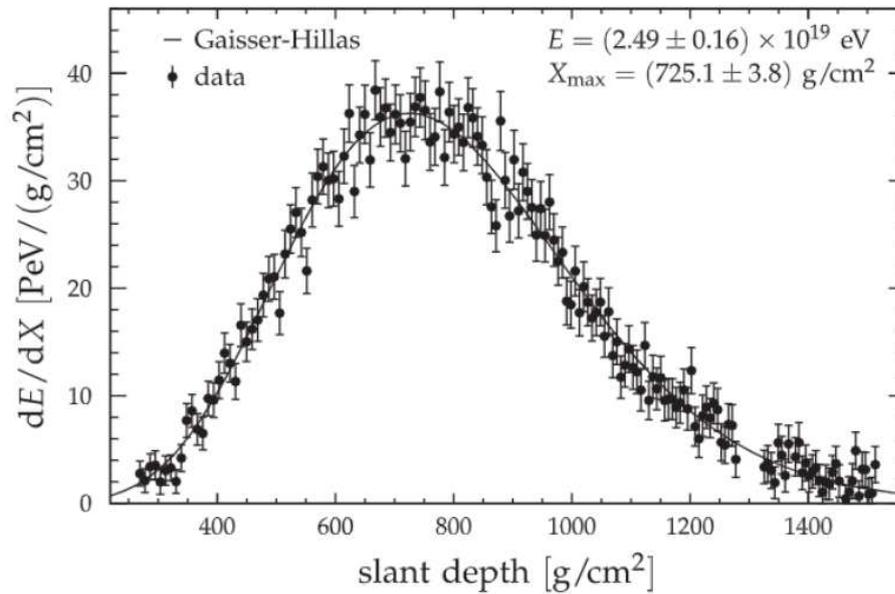


Figura 1.4: Perfil longitudinal (pontos) e a função Gaisser-Hillas (linha) [36].

figura 1.4.

Na figura 1.5, são mostrados os valores médios de  $X_{\max}$  e seus desvios-padrão em função da energia do chuveiros. Para comparação, é mostrada também a evolução dessas duas grandezas em função da energia conforme obtidas de simulações de chuveiros atmosféricos iniciados por prótons e núcleos de ferro adotando os três modelos de interação hadrônica citados acima.

### 1.4.1 Interação com a Atmosfera

Um raio cósmico com energia alta ao adentrar na atmosfera terrestre inicia uma série de interações com os núcleos presentes na atmosfera.

Um chuveiro atmosférico extenso iniciado por prótons é esquematizado na figura 1.6. Um próton com energia ultra-alta ao adentrar na atmosfera gera prótons ou nêutrons e mésons, majoritariamente píons.

O  $\pi^0$  rapidamente decai em dois raios  $\gamma$ , conforme

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma, \quad (1.3)$$

que por sua vez interagem com a atmosfera através de formação de pares produzindo um par  $e^-$ ,  $e^+$ , segundo

$$\gamma \longrightarrow e^- + e^+. \quad (1.4)$$

Os elétrons e pósitrons interagem com a atmosfera, produzindo radiação de frenagem  $\gamma$  (também conhecida como radiação de bremsstrahlung)

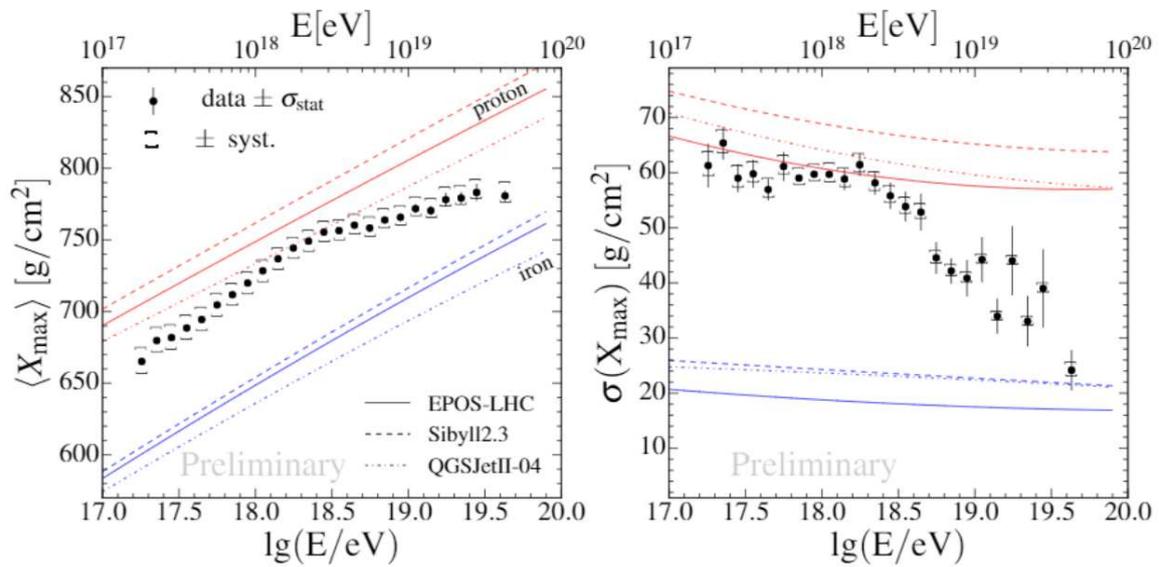


Figura 1.5: A média (esquerda) e o desvio padrão (direita) do valor medido da distribuição do  $X_{\max}$  como função da energia comparadas com os valores correspondentes dessas grandezas obtidos em simulações de chuvers atmosféricas iniciadas por prótons e núcleos de ferro [37].

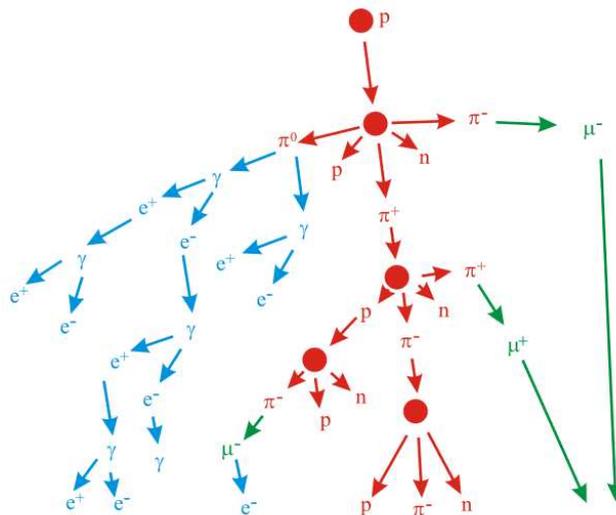


Figura 1.6: Esquema representando as interações que um próton pode sofrer ao adentrar na atmosfera. Vide texto para mais informações [38].

$$e^{\pm} + A \longrightarrow e^{\pm} + A + \gamma, \quad (1.5)$$

onde  $A$  é um núcleo atômico qualquer da atmosfera terrestre.

Os raios  $\gamma$  interagem novamente com a atmosfera gerando novos pares iniciando assim uma reação em cadeia até que as partículas envolvidas não tenham energia suficiente para interação e cesse esse efeito em cascata. As partículas  $\gamma$ ,  $e^+$  e  $e^-$  formam a componente eletromagnética do chuveiro, que é a parte mais extensa e numerosa do chuveiro. Os mésons  $\pi^{\pm}$  e os núcleons continuam a gerar novas partículas até que não tenham mais energia suficiente para gerarem novas partículas. Os mésons  $\pi^{\pm}$ , que transportam aproximadamente 10% da energia do primário, decaem em múons  $\mu^{\pm}$  e em seus respectivos neutrinos, compondo uma parte intermediária em relação à abertura angular do chuveiro. Os núcleos atômicos ficam na parte mais interna do chuveiro, bem próximo ao eixo de simetria da estrutura.

## 1.5 Sistemas de Coordenadas

No estudo de raios cósmicos, normalmente trabalhamos com três sistemas de coordenadas diferentes (local, equatorial e o galáctico) e cada sistema tem sua vantagem sobre o outro. Nessa dissertação para a aquisição de dados utilizamos o sistema de coordenadas local. O tratamento de dados é realizado utilizando o sistema de coordenadas equatoriais. Os resultados finais, normalmente, são expressos em coordenadas galácticas.

Vale ressaltar que nos três sistemas de coordenadas citados a seguir não utilizaremos a coordenada "distância", pois nesta dissertação estaremos interessados apenas nas direções dos raios cósmicos e não na distância de suas fontes até a Terra.

### 1.5.1 Coordenadas Locais

O sistema de coordenadas locais é um sistema amplamente usado na física é a representação de uma certa direção no céu em coordenadas esféricas, como ilustrado na figura 1.7. Com origem no observador, no nosso caso o Observatório Pierre Auger e tendo como referência o plano do horizonte.

Como o sistema é definido na Terra, ele rotaciona, o que não o torna um bom sistema de coordenadas para o tratamento de dados. As coordenadas locais são definidas pelos ângulos zenital e azimutal. As convenções definidas pelo Observatório Pierre Auger são: o eixo  $Ox$  aponta para a direção leste, o eixo  $Oy$  aponta para a direção norte e o eixo  $Oz$  aponta para o zênite. O ângulo azimutal cresce no sentido anti-horário quando visto de cima.

Os ângulos são definidos conforme:

- **Ângulo azimutal ( $\phi$ ):** é definido como o ângulo entre o eixo  $x$  positivo e a linha que une a origem com a projeção do ponto  $P(x, y, z)$  no plano  $xy$ . O intervalo de  $\phi$  é:

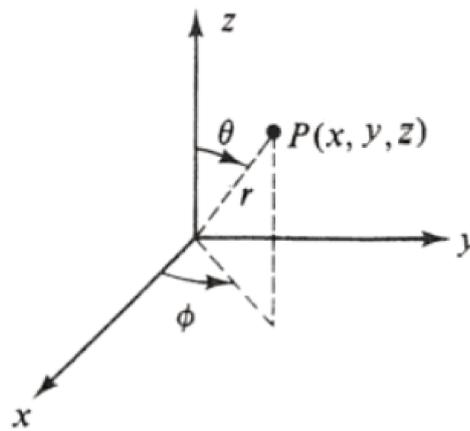


Figura 1.7: Esquema representando o sistema local de coordenadas.

$$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ, \quad (1.6)$$

- **Ângulo zenital ( $\theta$ ):** é definido como o ângulo entre o eixo  $z$  positivo e a linha que une a origem e ponto  $P(x, y, z)$ . O intervalo de  $\theta$  é:

$$0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ. \quad (1.7)$$

## 1.5.2 Coordenadas Equatoriais

O sistema de coordenadas equatoriais é um sistema de coordenadas celestes em coordenadas esféricas usado amplamente nos estudos dos raios cósmicos. A origem é definida a partir do centro da Terra e tem como referência o plano equatorial celeste, que é uma extensão do plano equatorial terrestre expandido na esfera celeste. A direção é adotada como mão-direita e o eixo  $X$  é no sentido do equinócio vernal.

Como a origem é no centro da Terra, as coordenadas são geocêntricas, isso quer dizer são vistas de "dentro", como ilustrado na figura 1.8.

Diferentemente do sistema de coordenadas local, o sistema equatorial não rotaciona. As coordenadas esféricas são definidas pelo par ascensão reta e declinação.

Os ângulos são definidos como:

- **Ascensão Reta ( $\alpha$ ):** mede a distância angular de um objeto na direção para o leste ao longo do equador celeste, com origem na interseção do meridiano que passa pelo ponto de Áries e o equador celeste. O intervalo de  $\alpha$  é:

$$0^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ. \quad (1.8)$$

Podemos pensar que a ascensão reta é o análogo da longitude terrestre.

- **Declinação ( $\delta$ ):** mede a distância angular de um objeto na perpendicular ao equador celeste, adquire valores positivos ao norte e valores negativos ao sul. O intervalo de  $\delta$  é:

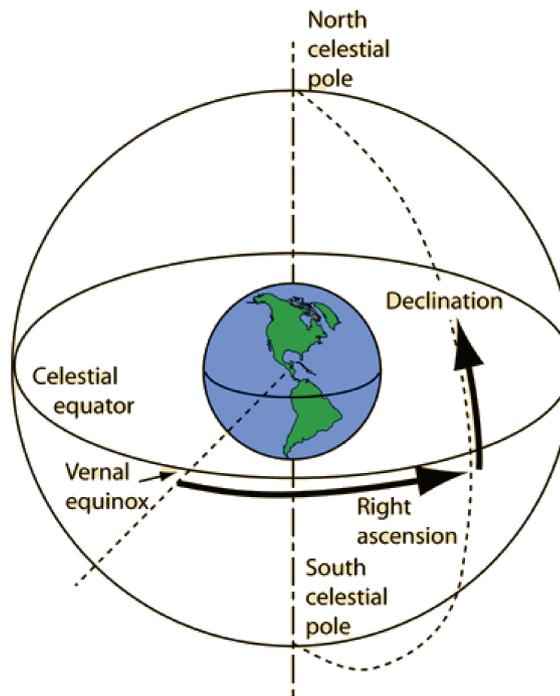


Figura 1.8: Esquema representando o sistema equatorial de coordenadas [39].

$$-90^\circ \leq \delta \leq 90^\circ. \quad (1.9)$$

Podemos pensar que a declinação é o análogo da latitude terrestre.

### 1.5.3 Coordenadas Galácticas

Comumente os resultados na área de astronomia são divulgados utilizando o sistema de coordenadas galácticas. A sua origem é definida a partir do centro da nossa galáxia e tem como referência o plano galáctico, que é o plano do disco galáctico. A direção é adotada como mão direita e o eixo é no sentido da semirreta que une o centro da galáxia e o Sol, como ilustrado na figura 1.9.

Semelhante ao sistema equatorial, o sistema galáctico não rotaciona. As coordenadas esféricas são definidas pelo par longitude e latitude galáctica conforme:

- **Longitude galáctica ( $\ell$ ):** mede a distância angular de um objeto a leste ao longo do equador galáctico a partir do centro galáctico. O intervalo de  $\ell$  é:

$$-180^\circ \leq \ell \leq 180^\circ. \quad (1.10)$$

- **Latitude galáctica ( $b$ ):** mede a distância angular de um objeto norte ou sul do equador galáctico visto da Terra; positivo para o norte, negativo para o sul. Por exemplo, o polo galáctico norte tem uma latitude de  $+90^\circ$ . O intervalo de  $b$  é:

$$-90^\circ \leq b \leq 90^\circ. \quad (1.11)$$

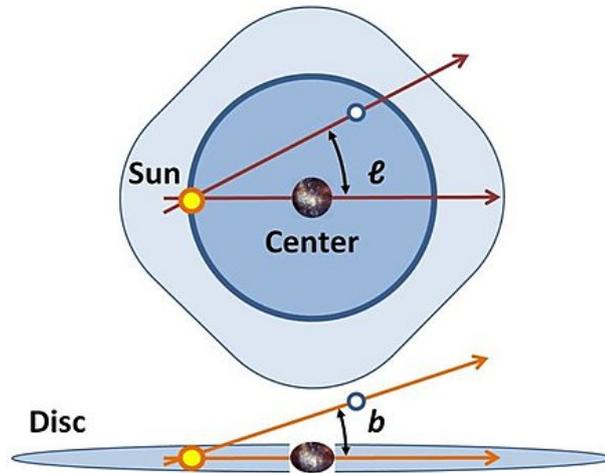


Figura 1.9: Esquema representando o sistema galáctico de coordenadas [40].

## 1.6 Efeito GZK

Em 1965 nos Estados Unidos, o físico K. Greisen [41] e, de forma independente, na União Soviética em 1966, os físicos G. Zatsepin e V. Kuz'min [42] teorizaram um efeito que ficou conhecido como o limite GZK. De acordo com os autores, partículas cósmicas de energias ultra-altas (acima de  $5 \times 10^{19}$  eV, aproximadamente) poderiam interagir com os fótons da radiação cósmica de fundo, assim perdendo parte de sua energia antes de chegar à Terra. Essa perda de energia limitaria a energia dos raios cósmicos que chegam à Terra, causando uma supressão do fluxo para energias acima daquele valor. Os resultados experimentais parecem concordar com a teoria, já que o Observatório Auger observa a supressão do fluxo de raios cósmicos aproximadamente acima daquela energia.

Podemos separar os raios cósmicos em três grupos segundo a sua composição: os raios cósmicos formados por prótons, núcleos atômicos e fótons. Como cada tipo de partícula possui interações diferentes com os fótons da radiação cósmica de fundo, discutiremos cada caso separadamente.

### 1.6.1 Interações Entre Prótons e a Radiação Cósmica de Fundo

As principais interações que um próton ( $p$ ) pode ter com um fóton ( $\gamma_{2.7K}$ ) proveniente da radiação cósmica de fundo são [43] :

$$p + \gamma_{2.7K} \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow n + \pi^+, \quad (1.12)$$

$$p + \gamma_{2.7K} \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow p + \pi^0, \quad (1.13)$$

$$p + \gamma_{2.7K} \longrightarrow p + e^- + e^+. \quad (1.14)$$

A energia mínima para as duas primeiras interações é dada pela conservação do quadrimomento, resultando em [44]

$$E = \frac{((M_\pi + M_p)^2 - M_p^2)c^2}{2E_\gamma(1 + \cos \theta)}. \quad (1.15)$$

Utilizando os valores experimentais das massas  $m_{\pi^+}c^2 = 139.57$  MeV,  $m_{\pi^0}c^2 = 134.98$  MeV e  $m_p c^2 = 938.27$  MeV. Definindo  $\theta$  como o ângulo entre o eixo definido pelas partículas antes da interação e o eixo depois da interação e impondo que a colisão seja frontal ( $\theta = 0^\circ$ ), temos que

$$E_{n+\pi^+} = 7.1 \times 10^{19} \left( \frac{10^{-3} \text{ eV}}{E_\gamma} \right) \text{ eV}, \quad (1.16)$$

$$E_{p+\pi^0} = 6.8 \times 10^{19} \left( \frac{10^{-3} \text{ eV}}{E_\gamma} \right) \text{ eV}, \quad (1.17)$$

respectivamente.

Para sabermos se a interação é relevante, precisamos observar sua seção de choque. Como a interação é entre um raio cósmico e um fóton da radiação cósmica de fundo, precisamos observar qual é o valor da energia que o raio cósmico precisa ter para a sua seção de choque começar a ficar significativa. Utilizando a energia média dos fótons da radiação cósmica de fundo como  $\langle E_\gamma \rangle = 6.3 \times 10^{-4}$  eV, temos valores significativos para a seção de choque dos raios cósmicos energias acima de  $3 \times 10^{19}$  eV, devido a esta faixa de energia estar exatamente na faixa de ressonância da partícula  $\Delta^+$ .

A perda de energia dos prótons no processo de produção de píons depende do valor da sua energia inicial, podendo variar de 20% até 50% em casos mais extremos [45].

Para a produção de pares (reação 1.14) a história é diferente: a energia perdida é duas ordens de magnitude menor do que a energia perdida na produção de píons (reações 1.12 e 1.13). A perda de energia na produção de pares é aproximadamente 0.1% da energia inicial do próton. Utilizando valores experimentais da massa do elétron e pósitron como  $M_{e^\pm}c^2 = 0.511$  MeV  $\ll M_\pi c^2$ , temos que o próton perde uma fração maior de sua energia predominantemente na reação de produção de píons, não na de produção de pares [43].

## 1.6.2 Interações Entre Núcleos atômicos e a Radiação Cósmica de Fundo

Para o caso de um núcleo atômico  $A$ , as interações mais importantes com a radiação cósmica de fundo são dadas por:





onde  $N$  é um núcleon (próton ou nêutron).

A perda de energia pelo primeiro tipo de fotodesintegração (reação 1.18) é uma ordem de magnitude maior do que aquela no segundo tipo de fotodesintegração (reação 1.19). A produção de pares (reação 1.20) não desintegra o núcleo e a perda de energia ocasionada por esta interação é maior para valores entre  $5 \times 10^{19}$  eV e  $2 \times 10^{20}$  eV. [43]

### 1.6.3 Interações Entre Fótons e a Radiação Cósmica de Fundo

Para os fótons, a única reação relevante é a produção de pares



que geram perdas significativas a partir de  $2 \times 10^{19}$  eV.

## 1.7 Candidatos a Fonte Astrofísica

Um dos maiores mistérios sobre os raios cósmicos de ultra-alta energia é sua origem. A primeira suposição sobre o assunto foi feita em 1964 por Ginzburg & Syrovatskii [46] que teorizaram que os raios cósmicos na região de energia acima do "tornozelo" fossem de origem extragaláctica.

O argumento base para a suposição foi baseado no raio de Larmor (raio de giro de uma partícula carregada) que é dado por

$$R_L = \frac{E}{ZB} \sim 1.1 \text{ kpc } Z^{-1} \left( \frac{\mu\text{G}}{B} \right) \left( \frac{E}{\text{EeV}} \right). \quad (1.22)$$

Para energias acima do "joelho", o raio de Larmor necessário para a produção dos raios cósmicos é maior que o raio do disco galáctico ( $\approx 1.5 \times 10^4$  pc). Esse fato nos informa da impossibilidade de partículas com energias acima do "joelho" serem produzidas em nossa galáxia.

Estimativas do tamanho dos objetos capazes de gerar energias tão altas foram feitas por Hillas [47] utilizando seis argumentos:

- **Geometria:** A partícula acelerada deve estar contida dentro do objeto astrofísico enquanto está sendo acelerada;
- **Potência:** O objeto astrofísico deve ter energia suficiente para poder acelerar a partícula em seu interior;
- **Perda por radiação:** A partícula acelerada não pode perder mais energia por radiação do que aquela que ela ganhou do campo acelerador;

- **Perda por interação:** A perda de energia por interação com outras partículas não pode exceder o ganho de energia do campo acelerador;
- **Emissividade:** O total da densidade e poder da fonte tem que ser compatível com o fluxo de raios cósmicos de ultra-alta energia observado;
- **Fluxo de radiação:** Os fluxos de prótons, neutrinos e raios cósmicos de baixas energias não devem ser maiores do que os observados. Essa restrição deve ser satisfeita para uma determinada fonte e para o fundo difusivo.

O resultado da aplicação dessas suposições é expresso em

$$E_{max} = \xi Z \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{R_{\text{fonte}}}{\text{kpc}} \right) \times 10^{18} \text{ eV}, \quad (1.23)$$

onde  $\xi$  é a eficiência do acelerador,  $Z$  é a carga do núcleo,  $B$  é o campo magnético e  $R_{\text{fonte}}$  é o raio do objeto.

A figura 1.10 representa os possíveis objetos capazes de gerar raios cósmicos com composição de próton com energias de  $10^{20}$  eV através de um gráfico da intensidade do campo magnético  $B$  e do raio da fonte  $R$ . Dentre os objetos, os candidatos a fontes de raios cósmicos com energias acima de  $10^{20}$  eV seriam [45, 48, 49]:

- **Pulsares:** Jovens estrelas de nêutrons magnetizadas com campos magnéticos na superfície da ordem de  $10^{13}$  G. Podem acelerar núcleos de ferro para energias de  $10^{20}$  eV. O processo de aceleração é magnetohidrodinâmico;
- **Núcleo de Galáxia Ativo:** (AGN, do inglês *Active Galactic Nucleus*) São núcleos ativos de galáxias, possivelmente com um buraco negro supermassivo no centro. Uma de suas características principais é que o seu núcleo é muito luminoso e o espectro de emissão é bastante diversificado emitindo ondas nas faixas de rádio, micro-ondas, infravermelho, luz visível, ultravioleta, raios-X e raios- $\gamma$ . Os AGN são as fontes eletromagnéticas luminosas mais intensas do universo conhecido;
- **Erupção de Raios Gama:** (GRB, do inglês *Gamma Ray Burst*) A erupção de raios  $\gamma$  gera inúmeras regiões de ondas de choque que são propícias para a aceleração de raios cósmicos ultraenergéticos [50]. As explosões com emissão de raios  $\gamma$  com energias acima de  $10^9$  eV podem ser explicadas pela junção de buracos negros, estrelas de nêutrons e colapsos de estrelas. Elétrons ejetados desses processos astrofísicos emitem fótons através da radiação síncrotron e efeito Compton inverso;
- **Estrelas de Nêutrons:** São as estrelas mais densas de todo o universo [51]. As estrelas de nêutrons são os objetos astrofísicos mais prováveis para a origem dos raios cósmicos de energia ultra-alta. Elas podem ser de dois tipos: as "comuns" ou as chamadas magnetar,

que são estrelas de nêutrons com um campo magnético muito intenso, da ordem de  $\approx 10^{15}$  G. A versão normal das estrelas de nêutrons possui campos magnéticos da ordem de  $\approx 10^{12}$  G;

- **Buracos Negros Silenciosos:** São buracos negros formados por resto de quasares [52]. Estão localizados relativamente perto da nossa galáxia, a cerca de 50 Mpc de distância. Esses objetos normalmente não são ativos na frequência de rádio, mas, em casos em que são muito massivos, conseguem emitir nessa frequência;
- **Colisões de Galáxias:** Tais colisões são bons candidatos para fontes de raios cósmicos de ultra-alta energia devido ao fato de possuírem inúmeros lugares para aceleração de raios cósmicos. A magnitude do campo magnético envolvido é da ordem de  $20 \mu\text{G}$ , como mostrado em [53];
- **Aglomerado de Galáxias:** São aglomerados de centenas de centenas de galáxias unidas pela força gravitacional. São as maiores estruturas de matéria unidas pela força gravitacional no universo visível. Acelerações até  $10^{20}$  eV são possíveis, mas a maioria dos raios cósmicos de mais baixas energias são mantidos dentro do aglomerado para sempre, e somente os raios cósmicos mais energéticos são capazes de escapar [54];
- **Choques na escala de Gpc com formação de estrutura:** Uma combinação de distâncias na escala de Gpc com um campo magnético de nG em teoria satisfaz a condição de Hillas, mas a aceleração devido a esses choques difusivos ocorreria muito lentamente e estaria sujeita a uma grande perda de energia.

## 1.8 Mecanismos de Aceleração

Existem três tipos de modelos de aceleração de raios cósmicos a ultra-alta energia conhecidos como *Top-Down*, *Down-Top* e *Híbridos*. O modelo *Top-Down* consiste em partículas muito massivas decaírem em partículas com menor massa e alta energia. Já o modelo *Down-Top* consiste em partículas de baixas energias atingirem altas energias através de mecanismos de aceleração. Por fim, o modelo híbrido é uma junção dos dois modelos.

### 1.8.1 Modelo *Top-Down*

Nesses modelos a ideia principal é que existe uma partícula muito massiva  $X$  com massa  $m_X c^2 \gg 10^{20}$  eV, provavelmente formada por uma deformação topológica. Uma discussão detalhada do assunto pode ser encontrada em [56]. Existem vários candidatos a que essa partícula  $X$  pode ser, como monopolos magnéticos ou cordas cósmicas associadas à Teoria de Grande Unificação [57]. Outra hipótese é a de que as partículas  $X$  possam ser remanescentes

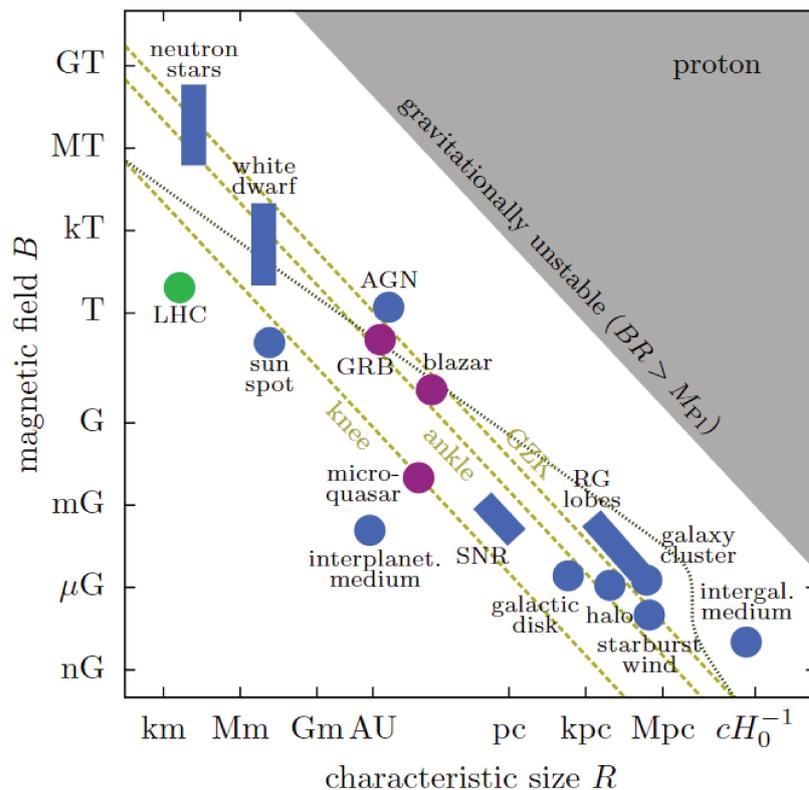


Figura 1.10: Diagrama de Hillas para vários candidatos a fonte de raios cósmicos em azul. Os parâmetros "jet-frame" para blazares, explosões de raios gama e microquasares são mostrados em roxo. As linhas douradas correspondem ao limite mínimo para aceleração de um próton no joelho ( $\sim 10^{14.5}$  eV), tornozelo ( $\sim 10^{18.5}$  eV) e o limite GZK ( $\sim 10^{19.6}$  eV). As linhas pontilhadas cinzas representam o limite superior para a interação do próton com a radiação cósmica de fundo e perda síncrotron [55].

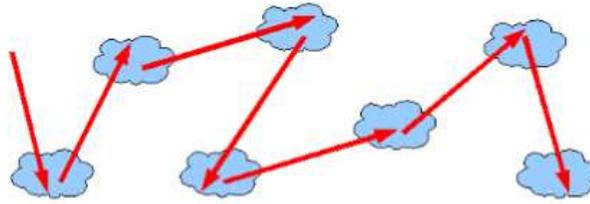


Figura 1.11: Esquema ilustrando aceleração por choque difusivo [60].

do universo primordial com um tempo de vida mais longo do que a idade do universo [58]. O modelo *Top-Down* gera normalmente neutrinos, raios  $\gamma$  e uma pequena porcentagem de prótons.

Por mais interessante que o modelo seja, o resultado previsto para o índice espectral da fonte utilizando modelos *Top-Down* é em torno de 1.5 [49].

## 1.8.2 Modelos *Down-Top*

Os modelos *Down-Top* consistem em partículas ganhando energia sendo aceleradas em interações com outras partículas. Os dois mecanismos de aceleração mais comuns são o choque difusivo e a aceleração de Fermi que serão tratados a seguir.

### Choque Difusivo

Quando uma partícula carregada atravessa um campo magnético ela é acelerada. Uma ilustração de sistemas iterativos consecutivos é mostrado na figura 1.11. A energia máxima, considerando as perdas causadas pela radiação síncrotron, é [59]

$$E_c = \frac{3^{1/4}}{2} \frac{m}{q^{1/4}} B^{1/4} R^{1/4}. \quad (1.24)$$

O mecanismo de aceleração mais aceito para os raios cósmicos de alta energia (acima de  $10^{15}$  eV) é o choque difusivo em supernovas. Quanto maior for sua energia, com mais supernovas o raio cósmico interage ao longo da sua trajetória no meio interestelar [61]. Entretanto, ainda não existe uma evidência direta da aceleração de prótons por supernovas.

### Aceleração de Fermi

O mecanismo de aceleração de Fermi foi proposto pela primeira vez por Enrico Fermi [62] em 1949 e ficou conhecido como mecanismo de Fermi podendo ser de segunda e primeira ordem.

O mecanismo de Fermi de segunda ordem ocorre da seguinte maneira: consideramos um raio cósmico viajando através do meio galáctico com uma energia relativística  $E_1$  e um momento relativístico  $p_1 \approx E_1/c$ . Este raio cósmico adentra uma nuvem de gás magnetizada

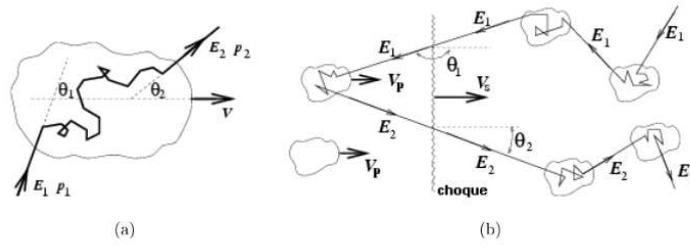


Figura 1.12: Mecanismo de aceleração de Fermi de segunda (a) e primeira ordem (b) [63].

com um ângulo  $\theta_1$ . Ao sair da nuvem de gás magnetizada, sua energia relativística será  $E_2$ , tendo um momento relativístico  $p_2 \approx E_2/c$  e ângulo  $\theta_2$ , veja figura 1.12(a).

A troca de energia pode ser calculada com as equações das transformações de Lorentz entre o referencial do sistema de laboratório e do sistema da nuvem de gás magnetizada (referencial linha). A energia após a primeira interação é dada por:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1), \quad (1.25)$$

onde  $\beta = V/c$ , sendo o  $V$  a velocidade da nuvem e  $c$  a velocidade da luz e  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ . A relação entre a energia final da partícula no sistema de laboratório ( $E_2$ ) e a no sistema da nuvem ( $E'_2$ ) é

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_1). \quad (1.26)$$

Como a interação é elástica, o sistema da nuvem de gás magnetizada não perde energia, então podemos escrever que a energia antes da entrada do raio cósmico na nuvem e a energia após a saída do raio cósmico são iguais:  $E'_1 = E'_2$ , juntando as equações 1.25 e 1.26 e reescrevendo temos:

$$\frac{E_2}{(1 + \beta \cos \theta'_1)} = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1), \quad (1.27)$$

ajustando a equação definindo  $\Delta E = E_2 - E_1$  e dividindo ambos os lados da igualdade por  $E_1 = E$ , temos que

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2) - 1) E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1. \quad (1.28)$$

Dentro da nuvem de gás magnetizada, a partícula interage diversas vezes e com diferentes não homogeneidades magnéticas e a sua direção de saída é isotrópica; então, podemos assumir que na média temos

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0. \quad (1.29)$$

O valor médio de  $\cos \theta_1$  pode ser calculado através da probabilidade por diferencial de ângulo sólido que ocorre da colisão entre um raio cósmico e uma nuvem de gás magnetizada para a partícula penetrando a nuvem com um ângulo  $\theta_1$

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto 1 - \beta \cos \theta_1. \quad (1.30)$$

Temos então que o valor médio de  $\cos \theta_1$  é

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int \cos \theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1}{\int \frac{dP}{d\Omega_1}} = -\frac{\beta}{3}. \quad (1.31)$$

Reescrevendo as equações 1.29 e 1.31 em 1.28, temos

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \cong \frac{4}{3} \beta^2 = \frac{4}{3} \left( \frac{V}{c} \right)^2. \quad (1.32)$$

Este mecanismo se chama aceleração de Fermi de segunda ordem devido à sua dependência quadrática com  $\beta = \frac{V}{c}$ . [63]

O mecanismo de Fermi de primeira ordem é uma extensão do modelo anterior que ocorre em explosões de supernova [64], onde a matéria é ejetada com uma velocidade  $\sim 10^4$  km/s, muito superior à velocidade do som no meio estelar  $\sim 10$  km/s. Uma onda de choque se propaga radialmente para fora com a velocidade  $V_s$ . O plasma ejetado da nuvem magnetizada viaja com uma velocidade  $V_p$  em relação ao sistema do laboratório. Considerando que a velocidade da onda de choque não é relativística ( $V_s/c = 0.0001$ ), podemos assumir que os raios cósmicos são isotrópicos quando cruzam com a onda de choque no mesmo sentido do movimento e no sentido oposto. Aproximando a onda de choque por um plano, temos que as médias dos ângulos  $\theta'_2$  e  $\theta_1$  (figura 1.12b) são  $\langle \cos \theta'_2 \rangle \approx 2/3$  e  $\langle \cos \theta_1 \rangle \approx -2/3$ . Reescrevendo essas médias na equação 1.28, temos

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + 4/3\beta - 4/9\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \cong \frac{4}{3} \beta = \frac{4}{3} \left( \frac{V_p}{c} \right). \quad (1.33)$$

Este mecanismo é chamado de mecanismo de Fermi de primeira ordem dada a dependência linear de  $\beta = V_p/c$ .

O mecanismo de primeira ordem possibilita os raios cósmicos alcançarem uma energia maior que na ideia original. Essa teoria pode ser aplicada em explosões de supernova e também pode ser estendida para ventos solares e buracos negros no centro de uma galáxia ativa [63–65].

Esse mecanismo nos fornece uma lei de potência para o espectro da fonte de raios cósmicos. Podemos calcular essa lei a partir da energia média de um raio cósmico acelerado pelo mecanismo de Fermi de primeira ordem depois de interagir com uma onda de choque

$$E = E_0 \left( 1 + \frac{4V_p}{3c} \right) \equiv \lambda E_0. \quad (1.34)$$

Se chamarmos  $P$  a probabilidade de um raio cósmico permanecer dentro da zona de aceleração, após  $k$  colisões o número de raios cósmicos é

$$N = N_0 P^k, \quad (1.35)$$

onde  $N_0$  é o número inicial de partículas cada uma com energia

$$E = E_0 \lambda^k. \quad (1.36)$$

Reescrevendo as equações 1.35 e 1.36 na forma de eliminar o  $k$ , temos

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(E/E_0)} = \frac{\ln P}{\ln \lambda}, \quad (1.37)$$

temos

$$\frac{N}{N_0} = \frac{E^{\ln P / \ln \lambda}}{E_0}. \quad (1.38)$$

Ao escrever na forma diferencial, percebemos que o espectro de raios cósmicos deve ser uma lei de potência [66] conforme

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}. \quad (1.39)$$

Não devemos confundir o resultado da equação 1.39 com a equação 1.1. A primeira é referente ao espectro dos raios cósmicos ao sair dos mecanismos de aceleração, enquanto a segunda é referente ao espectro dos raios cósmicos detectados na superfície terrestre. Os dois índices não são iguais devido ao fato de que nem todos os raios cósmicos produzidos chegam a Terra.

Em comparação aos modelos *Top-Down*, os modelos *Down-Top* têm um valor mais preciso quando falamos do índice espectral da fonte, portanto, são modelos mais favoráveis à aceleração de raios cósmicos de ultra-alta energia.

### 1.8.3 Modelos Híbridos

Um modelo híbrido conhecido é o modelo de Z-burst [67, 68]. A ideia base do modelo é que em algum momento no universo os neutrinos de energia ultra-alta são gerados. Esses neutrinos interagem com os neutrinos cosmológicos na nossa redondeza e geram os bósons  $Z_0$  que decaem e geram o fluxo de núcleons, píons, fótons e neutrinos de ultra-alta energias. A energia de ressonância para gerar o bóson  $Z_0$  é  $4 \times 10^{21} \text{ eV}/m_\nu c^2$  (eV), onde  $m_\nu$  é a massa dos neutrinos cosmológicos. Quanto maior a massa para os neutrinos cosmológicos, menor

precisa ser a energia para a ressonância. Além disso, os neutrinos cosmológicos são gravitacionalmente atraídos por concentrações de matéria e sua densidade aumenta em nossa vizinhança cosmológica. Se as massas de neutrinos forem muito pequenas, da ordem das diferenças de massa derivadas das oscilações dos neutrinos, a energia da ressonância será maior e a energia dos neutrinos também aumentará.

Desde 2011, medidas feitas pelo Observatório Pierre Auger [69] desfavorecem este modelo.

## Capítulo 2

# Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger é o maior observatório de raios cósmicos do mundo, localizado na cidade de Malargüe, na Província de Mendoza, na Argentina ( $35.3^\circ$  S,  $69.3^\circ$  W) e 1400 m acima do nível do mar. Foi concebido para a detecção de raios cósmicos de ultra-alta energia (acima de  $10^{18}$  eV) utilizando uma boa resolução angular e grande estatística. Devido ao baixo fluxo de raios cósmicos nessa faixa de energia e acima, o observatório precisa ocupar uma grande área em terra. Sua extensão total é de  $3000 \text{ km}^2$ .

O projeto foi iniciado em 1992 com James Cronin e Alan Watson querendo construir um detector de chuviros atmosféricos extensos muito maior do que os que estavam em operação na época. Durante uma série de reuniões entre 1992 a 1995, a construção do observatório foi aprovada iniciando as construções em 2001. O custo total da construção foi de 50 milhões de dólares.

Concluído em 2008 e tomando dados parciais desde 2004, sua construção e manutenção requer um esforço de uma grande colaboração. Atualmente os 17 países membros são: Alemanha, Argentina, Austrália, Brasil, Colômbia, Eslovênia, Espanha, Estados Unidos, França, Itália, Países Baixos, Polônia, Portugal, Reino Unido, República Checa e Romênia. Existem aproximadamente 450 colaboradores de 110 instituições.

O diferencial do Observatório é que ele utiliza uma técnica de detecção híbrida, compondo dados dos detectores de superfície e dos telescópios de fluorescência.

## 2.1 Detectores de Superfície

São 1660 detectores de superfície espaçados a cada 1.5 km e são dispostos conforme o esquema representado na figura 2.1. Cada ponto preto representa um detector de superfície, cada região entre linhas azuis representa o campo de visão de um detector de fluorescência.

Um detector de superfície está representado pela figura 2.2 da direita. Ele contém aproximadamente 12000 litros de água ultrapura e paredes internas constituídas de material refletor. O detector também contém três fotomultiplicadoras, painel solar, baterias, antenas para

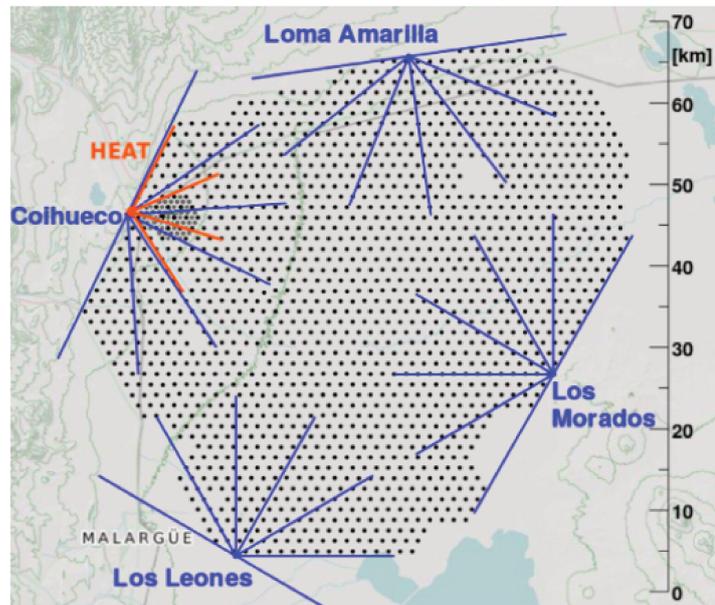


Figura 2.1: Esquema mostrando o Observatório Pierre Auger onde cada ponto preto representa um detector de superfície. A localização dos detectores de fluorescência é mostrada no perímetro do arranjo dos detectores de superfície. As linhas azuis representam o campo de visão de cada detector de fluorescência. As linhas vermelhas representam o campo de visão dos detectores HEAT [70].

a transmissão de dados para o sistema central de aquisição de dados e antena de GPS para o registro de tempo em que as partículas de um chuveiro o atravessam.

A detecção acontece quando as partículas do chuveiro atravessarem a água do detector com uma velocidade maior que à velocidade da luz na água, ocasionando a emissão de radiação Cherenkov.

O nome do efeito foi dado em homenagem ao físico Pavel Cherenkov que descobriu que ao existir uma partícula atravessando um meio com uma velocidade superior à velocidade da luz no meio, ocorrerá a formação de uma onda de choque e emissão de radiação [72], em

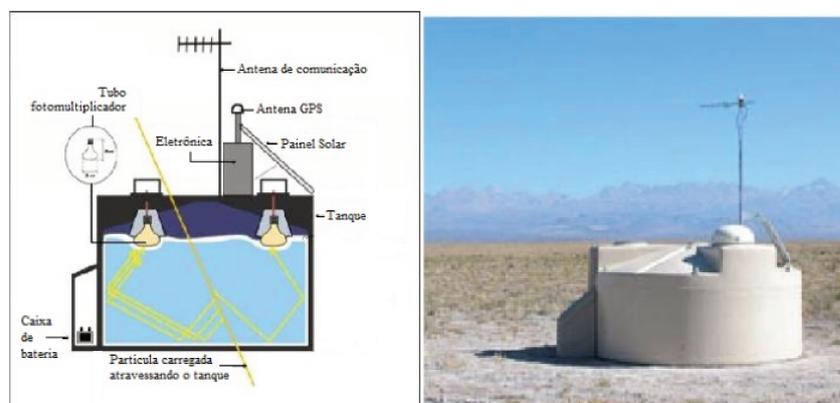


Figura 2.2: Esquerda: Esquema interno de um detector de superfície. Direita: Visualização externa de um dos detectores de superfície [71].

um efeito análogo ao avião supersônico quebrando a barreira do som e produzindo a onda de choque.

A radiação Cherenkov é refletida no revestimento interno do tanque detectada pelas fotomultiplicadoras, conforme mostrado na figura 2.2 lado esquerdo.

A vantagem de se utilizar detectores de superfície é que eles operam praticamente 100% do tempo.

### 2.1.1 Calibração

Os detectores de superfície são calibrados a cada um minuto para poderem determinar a resposta de seus componentes eletrônicos correspondentes a um múon equivalente vertical (VEM do inglês *Vertical Equivalent Muon*).

A unidade VEM é utilizada para quantificar a intensidade de um sinal, ou seja, o sinal pode ser calibrado para que quanto maior for o sinal, maior será a energia depositada. Um VEM é definido como a energia depositada por um múon atravessando o detector verticalmente pelo seu centro e atravessando toda a profundidade de água. A precisão do sinal é de 3%.

A finalidade desse tipo de medida é que múons com a mesma energia, em geral, não emitem um sinal de mesma intensidade se incidindo em detectores diferentes, ou até mesmo em um mesmo detector em horários diferentes [73], então precisamos de uma medida para padronizar o sinal.

O sinal é digitalizado em intervalos de tempos de 25 ns utilizando um conversor flash Analógico-para-Digital (FADC do inglês, *Flash Analog-to-Digital Converter*) operando em 40 MHz.

As informações sobre a calibração dos detectores e suas informações de monitoramento (temperatura, voltagem nas fotomultiplicadoras) são enviadas para o servidor central de aquisição de dados (CDAS do inglês *Central Data Acquisition Server*) a cada seis minutos.

### 2.1.2 Seleção de Chuveiros Atmosféricos Extensos

Os chuveiros atmosféricos extensos podem ser classificados em relação à sua direção de chegada  $\theta_{\text{local}}$ . Denomina-se chuveiros atmosféricos extensos verticais aqueles que possuem  $\theta_{\text{local}} < 60^\circ$  e chuveiros horizontais  $60^\circ < \theta_{\text{local}} < 80^\circ$ . Como os chuveiros horizontais percorrem um trajeto mais longo na atmosfera do que os verticais, é natural pensar que os sinais medidos dos dois serão diferentes. A figura 2.3 compara as diferenças no sinal de uma estação de detecção de superfície atravessada por um chuveiro atmosférico extenso vertical e por um horizontal.

Elétrons, pósitrons e raios  $\gamma$  que incidem no detector têm uma energia média de  $\langle E \rangle \geq 10^7$  eV e as partículas são absorvidas pela água ocasionando um sinal de radiação Cherenkov que é aproximadamente proporcional à energia. Os chuveiros de múons são os mais

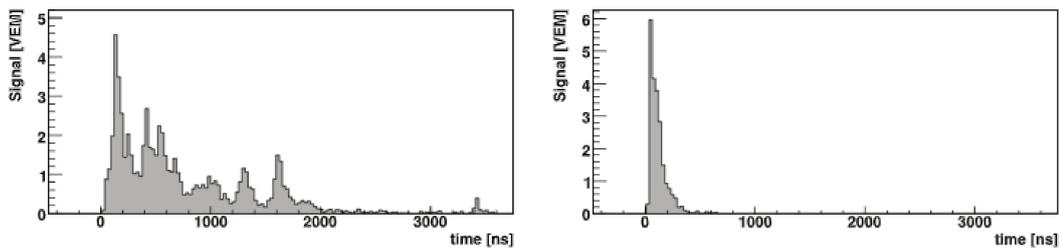


Figura 2.3: Histograma do sinal de chuviscos atmosféricos extensos em estações de superfície a 1 km do núcleo do chuvisco em unidades de VEM. *Esquerda*: Sinal característico de um chuvisco praticamente vertical ( $\theta \approx 22^\circ$ ), no qual a componente eletromagnética contribui com aproximadamente 50% do sinal total. *Direita*: Sinal característico de um chuvisco inclinado ( $\theta \approx 80^\circ$ ), onde a componente muônica domina o sinal inteiro [74].

energéticos, tendo uma energia de  $E \geq 25 \times 10^7$  eV. Os múons atravessam a água do detector gerando sinais proporcionais à trajetória percorrida. Nos chuviscos atmosféricos extensos verticais, a intensidade do sinal da componente eletromagnética é comparável, se não maior, que o da componente muônica [75]. Para chuviscos atmosféricos extensos horizontais, a componente muônica domina o sinal devido ao fato da componente eletromagnética na sua grande parte ter sido absorvida na atmosfera.

Como os detectores de superfície operam 100% do tempo, existe a chance de detectarem falsos positivos, ou seja, detectarem partículas que não são necessariamente originadas de chuviscos de raios cósmicos. Por exemplo, o terremoto que assolou o Chile em 2010 foi observado pelo Observatório Pierre Auger. O método de seleção precisa prevenir esse tipo de sinal espúrio. A seleção dos eventos utiliza cinco gatilhos [76]. Alguns dos gatilhos mudam conforme o tipo de chuvisco atmosférico extenso analisado.

O primeiro gatilho (T1) e o segundo gatilho (T2) são executados pelos próprios componentes eletrônicos dentro de cada detector. O gatilho T1 verifica se um sinal ocorreu em duas das três fotomultiplicadoras que estão em um mesmo detector. Já o gatilho T2 verifica se os sinais que passam por T1 podem ser de chuviscos atmosféricos extensos, utilizando um método chamado tempo acima do limiar (ToT do inglês *Time Over Threshold*) e verificando a coincidência entre duas fotomultiplicadoras de uma mesma estação em que o sinal das mesmas tenha se mantido acima de um certo valor mínimo fixado durante no mínimo 13 intervalos de tempo no total de 120 intervalos consecutivos, onde cada intervalo de tempo dura 25 ns.

A frequência do ToT é de 1.6 Hz e é eficiente em selecionar os sinais de chuviscos atmosféricos extensos com baixas energias e espaçados temporalmente, que normalmente seriam interpretados como ruídos gerados por múons atmosféricos. Existe um outro jeito de passar pelo gatilho T1 que ocorre quando as três fotomultiplicadoras são acionadas, e sua frequência é 100 Hz.

O terceiro gatilho (T3) funciona na central do observatório e verifica se existe uma correlação espacial e temporal dos sinais de diferentes estações que passaram por T2 e sele-

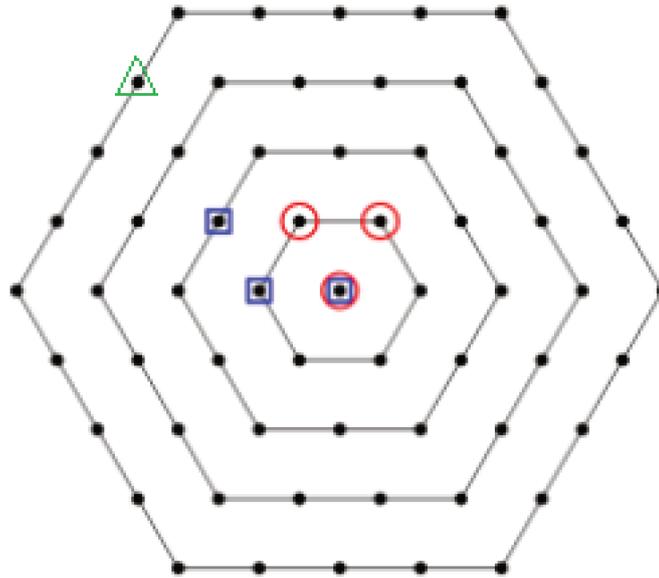


Figura 2.4: Esquema representando os detectores de superfície do Observatório Pierre Auger. Os quadrados azuis representam a condição para passar no gatilho T3 no caso de chuueiros atmosféricos verticais. Círculos vermelhos representam a condição para passar no gatilho T4. O triângulo verde representa a condição para passar pelo gatilho T5 [77] Modificado.

ciona coincidências entre pelo menos três estações que foram selecionadas por ToT. Um jeito eficiente de identificar quais são os detectores afetados pela medida é o sistema de "coroas". Cada estação que não está na borda do observatório tem seis detectores adjacentes distribuídos em um hexágono ao seu redor, conforme mostrado na figura 2.4. Estes detectores pertencem à primeira coroa (C1) do detector central<sup>1</sup>. Os próximos doze detectores adjacentes formam a segunda coroa (C2) e assim sucessivamente. Para chuueiros atmosféricos extensos verticais, o gatilho T3 determina se durante o acionamento de um detector central outros dois detectores também são ativados (ou seja, passam por T1 e T2), um deles referente a C1 e outro a C2. Noventa por cento dos eventos que passam por T3 são chuueiros atmosféricos extensos reais. Para chuueiros atmosféricos extensos horizontais, precisa existir uma coincidência temporal de pelo menos quatro detectores que não podem estar separados por uma distância superior a 6 km para passarem pelo gatilho T3.

O quarto gatilho (T4) tem a função de diminuir as coincidências aleatórias que possam ocorrer entre os detectores. O critério é que os detectores precisam formar uma configuração compacta, que se caracteriza quando um detector central é ativado junto com dois detectores C1.

O quinto gatilho (T5) e último garante a qualidade máxima dos sinais. Ele exige que o detector central não esteja na borda do observatório e o detector central precisa ter pelo menos cinco detectores vizinhos funcionando em configuração C1.

<sup>1</sup>Detector central é a estação de detecção que detecta o sinal de maior energia.

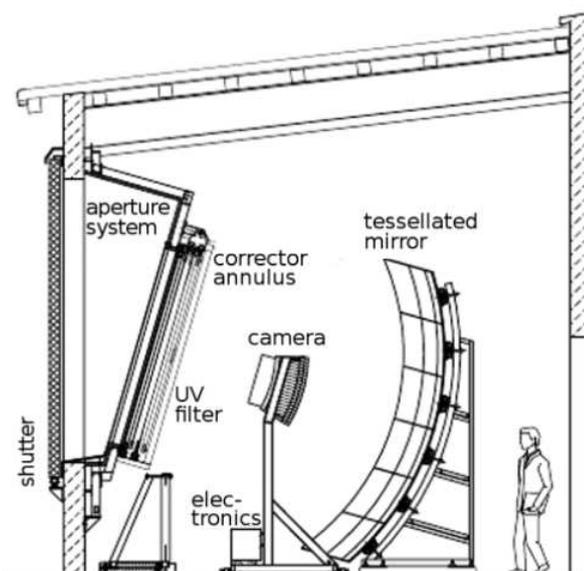


Figura 2.5: Os componentes ópticos de um telescópio de fluorescência [70].

Nesta dissertação, utilizaremos somente os chuveiros verticais e horizontais que passaram pelo gatilho T5.

## 2.2 Detectores de Fluorescência

São 27 detectores de fluorescência, localizados no perímetro do arranjo de detectores de superfície nos quatro prédios: Leones, Loma Amarilla, Coihueco e Morados, cada um equipado com seis telescópios, como mostra a figura 2.1. Os prédios estão estrategicamente colocados em elevações do terreno, com alturas variando entre 60 m a 200 m, na borda do observatório. Esses telescópios cobrem uma região de  $30^\circ \times 30^\circ$  resultando uma cobertura de  $180^\circ$  em azimute e  $2^\circ$  a  $32^\circ$  de elevação. Ainda existem três telescópios adicionais que são capazes de cobrir uma elevação de  $32^\circ$  a  $62^\circ$ . Esses telescópios formam o telescópio Auger de alta elevação (HEAT do inglês *High Elevation Auger Telescope*) [78].

Os detectores de fluorescência assumem um papel fundamental na calibração da escala de energia. O seu funcionamento se dá através da detecção da luz de fluorescência emitida pelas moléculas de nitrogênio excitadas pelas partículas do chuveiro atmosférico extenso.

Os telescópios são formados por um série de equipamentos, como mostrado na figura 2.5: uma abertura de 2.2 m de diâmetro, um filtro UV com a finalidade de reduzir a luz de fundo, uma lente corretora para corrigir a aberração esférica, um espelho esférico  $3.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m}$  segmentado e uma câmara formada por 440 fotomultiplicadoras.

A captura da imagem se dá pela absorção da luz de fluorescência que passa pela abertura do telescópio. Como o Observatório só consegue detectar a luz de fluorescência à noite e, unido com o fato da detecção depender de noites com luz da lua fraca e boas condições atmosféricas, os telescópios de fluorescência têm um tempo de operação bastante reduzido,

cerca de 13% [79].

## 2.3 Exposição Relativa

Quando falamos de observatórios de raios cósmicos, um conceito para medir a quantidade de dados astronômicos coletados em um certo período de tempo é a exposição que é medida em  $\text{km}^2 \cdot \text{ano}$ . Ao integrar no tempo de observação, o resultado nos fornece a área efetiva de coleta do fluxo de raios cósmicos. Para efeitos práticos, trabalhamos com o conceito de exposição relativa, que é definido como a normalização da exposição pelo seu valor máximo.

Como o espectro de raios cósmicos é definido pelo número de eventos observados dividido pela exposição total, podemos usar a exposição do observatório a fim de estimar o número de raios cósmicos observados ao longo do tempo.

Para o Observatório Pierre Auger, levando em conta os detectores de superfície, temos aproximadamente uma exposição de  $14000 \text{ km}^2 \cdot \text{ano}$ .

A exposição  $\omega$  pode ser calculada para um detector operando em tempo integral por um período suficientemente longo, como os detectores de superfície. Operando em tempo integral quer dizer que podemos desprezar a variação da exposição com a ascensão reta devido à rotação da Terra. Lembrando que o Observatório está situado na latitude geográfica  $a_0 = -35.3^\circ$  e consegue detectar eventos que tenham um ângulo menor do que um dado  $\theta_m$  máximo em relação ao zênite local, podemos encontrar a exposição em uma dada declinação como [80]

$$\omega(\delta) \propto \cos(a_0)\cos(\delta)\sin(\alpha_m) + \alpha_m\sin(a_0)\sin(\delta), \quad (2.1)$$

onde  $\alpha_m$  é dado por

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{se } \xi > 1, \\ \pi & \text{se } \xi < -1, \\ \cos^{-1}(\xi) & \text{outros} \end{cases}$$

e

$$\xi \equiv \frac{\cos(\theta_m) - \sin(a_0)\sin(\delta)}{\cos(a_0)\cos(\delta)}.$$

As figuras 2.6 e 2.7 mostram como a exposição afeta as medidas de raios cósmicos do Observatório Pierre Auger. Como podemos concluir de 2.6, os chuviros atmosféricos extensos verticais possuem uma declinação máxima de  $24.75^\circ$ , para chuviros atmosféricos extensos horizontais a declinação máxima é de  $45^\circ$ . Para valores de declinação acima do máximo o Observatório é "cego", ou seja, ele não tem a capacidade de detectar nenhum chuviro atmosférico extenso, como mostrado nas figuras 2.6 e 2.7.

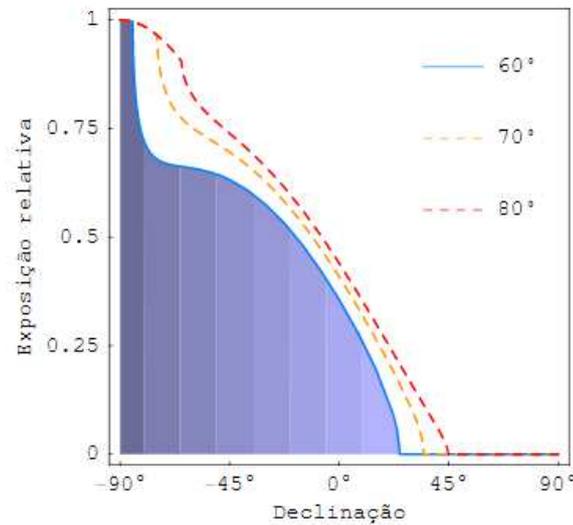


Figura 2.6: Função de exposição relativa do Observatório Pierre Auger. As faixas indicadas pelas tonalidades de azul representam intervalos de declinação de  $15^\circ$ . A exposição relativa  $\omega(\delta)/\omega_{\max}$  é mostrada em função da declinação [81].

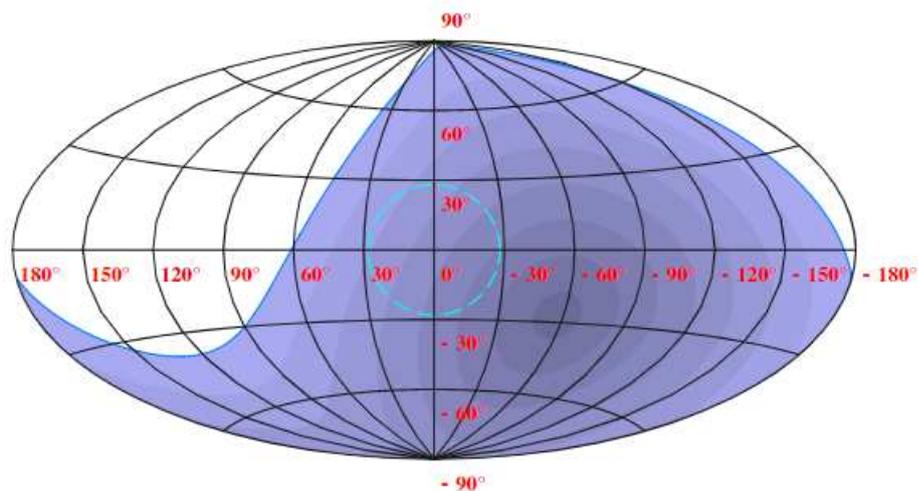


Figura 2.7: Exposição relativa do Observatório Pierre Auger em coordenadas galácticas. As regiões ressaltadas correspondem a intervalos de declinação de  $15^\circ$ . O círculo tracejado em torno da origem possui um raio de  $25.2^\circ$  na projeção Aitoff e representa o bojo da Via Láctea, como observado a partir da posição da Terra [81].

## 2.4 Reconstrução Híbrida

O Observatório utiliza a reconstrução híbrida que é mais precisa do que a reconstrução que utiliza somente um tipo de detecção [82].

Um evento registrado por ambos os detectores serve como parâmetro de calibração da energia para outros eventos que são somente registrados pelos detectores de superfície.

Através das diferenças de tempo de chegada das partículas secundárias de um chuveiro nas várias estações de superfície por ele acionadas, pode-se determinar a direção do eixo do chuveiro. Esta direção é suposta corresponder à direção de chegada do raio cósmico primário que deu origem a esse chuveiro.

A função que determina a distribuição lateral dos sinais ao nível do chão é função modificada Nishimura–Kamata–Greisen [83], dada por

$$S(r) = S(r_{\text{opt}}) \left( \frac{r}{r_{\text{opt}}} \right)^{\beta} \left( \frac{r+r_1}{r_{\text{opt}}+r_1} \right)^{\beta+\gamma}, \quad (2.2)$$

onde  $r_{\text{opt}}$  é a distância otimizada,  $r_1 = 700$  m e  $S(r_{\text{opt}})$  é um estimador do tamanho do chuveiro usado em uma atribuição de energia.

O Observatório tem uma região onde os detectores de superfície estão mais densos (estão espaçados a cada 750 m) do que o normal (espaçados a 1500 m). Os valores de calibração variam levemente dependendo da região em que trabalhamos.

Para os eventos verticais, o ajuste da distribuição dos sinais medidos na região de 1500 m (750 m) é feito para se obter um sinal de referência a 1000 m (450 m) do núcleo do chuveiro. Através da figura 2.8, se obtém o sinal a 1000 m,  $S(1000)$ . A razão para este valor se deve ao fato do valor estar otimizado para minimizar a incerteza na função distribuição lateral, incertezas menores que 5%. Se usarmos distâncias menores do que 1000 m, as flutuações dos sinais seriam maiores. Caso usemos distâncias maiores do que 1000 m, o sinal fica muito fraco, o que dificulta a medição [84]. Para se obter o sinal a 750 m, usa-se uma técnica análoga.

Estes sinais são convertidos para estimadores de energias  $S_{38}$  ( $S_{35}$ ), que correspondem aos sinais esperados de chuveiros chegando com um ângulo zenital de  $38^\circ$  ( $35^\circ$ ). A conversão é dada pelo método Corte de Intensidade Constante (CIC, do inglês *Constant Intensity Cut*). Este processo nos permite levar em conta atenuações diferentes na atmosfera para diferentes ângulos zenitais, explorando o fato de o fluxo de raios cósmicos ser praticamente isotrópico.

Uma seleção de eventos híbridos bem reconstruídos é usada para calibrar os detectores de superfície com energias  $E$  medidos pelos telescópios dos detectores de fluorescência. A correlação pode ser dada por, se tratamos da região de detectores distantes de 1500 m

$$E_{FD} = AS_{38}^B, \quad (2.3)$$

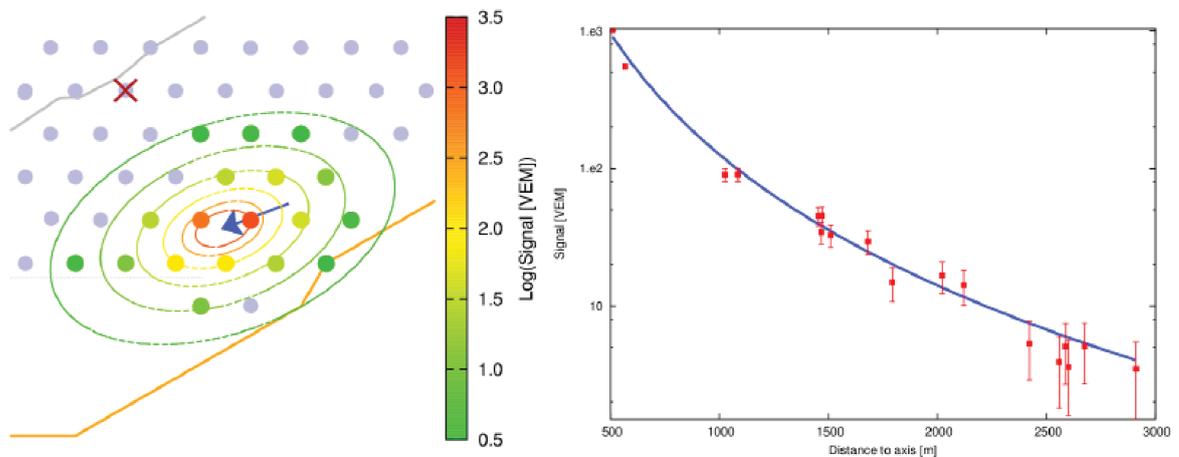


Figura 2.8: Painel esquerdo: Evento medido com o detector de superfície. Cada círculo representa a posição de um detector de superfície e as cores indicam a intensidade do sinal registrado. Painel direito: A partir da distribuição dos sinais do chuvaire atmosférico extenso como função da distância lateral se realiza um ajuste com a equação 2.2 para se obter o sinal a 1000 m [71].

ou, quando tratamos da região com detectores distantes de 750 m, por

$$E_{FD} = A' S_{35}^{B'}, \quad (2.4)$$

em termos dos parâmetros de calibração  $A$  e  $B$  ( $A'$  e  $B'$ ). Os valores atuais para os parâmetros são dados em [85] para os detectores espaçados em distâncias de 1500 m e [86] para os detectores espaçados em distâncias de 750 m.

Após utilizar o método CIC, temos que a resolução na energia é de 14% [87] e através da figura 2.9 podemos ver que a resolução angular para eventos com energia acima de  $10^{19}$  eV detectados por pelo menos seis estações é menor que  $1^\circ$  [88].

## 2.5 Resultados Mais Relevantes

Os resultados obtidos no Observatório Pierre Auger contribuíram para descobertas relevantes nas áreas de astronomia, astrofísica, astropartículas e física de altas energias. A seguir, estão expostos dois trabalhos relevantes do observatório.

### 2.5.1 Supressão do Fluxo de Raios Cósmicos

A subseção a seguir é um resumo do trabalho publicado pela Colaboração Auger [89].

Como discutido na seção 1.6, existe um limite cosmológico para as distâncias das fontes de raios cósmicos de altíssima energia. Caso as fontes estejam mais distantes que 100

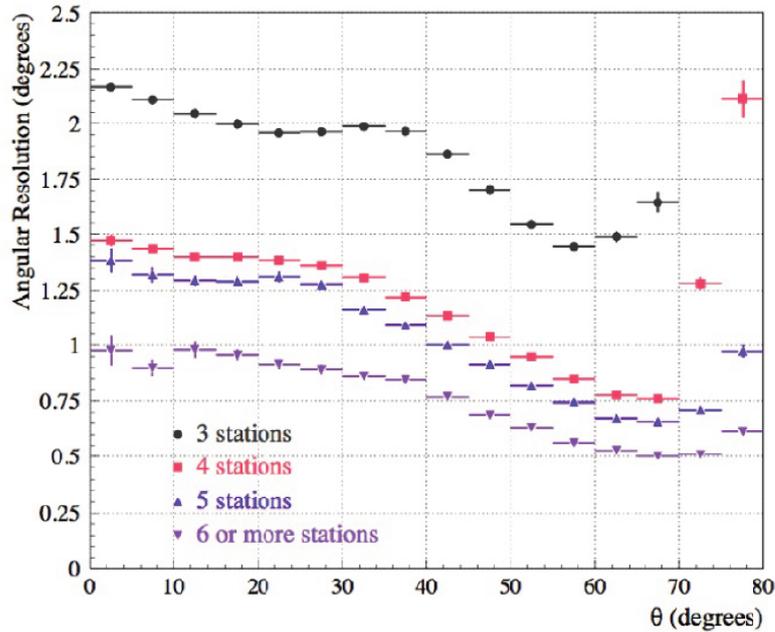


Figura 2.9: Resolução angular em função do ângulo zenital  $\theta$  para eventos que ativaram três, quatro, cinco e seis ou mais detectores de superfície [88].

- 150 Mpc, estes raios cósmicos de altíssimas energias interagem com os fótons da radiação cósmica de fundo e chegam aqui na Terra com energias menores.

O espectro de energias dos raios cósmicos é mostrado na figura 2.10, conforme obtido combinando as medidas de chuviros verticais e inclinados com o arranjo de detectores de superfície de 1500 m, dos chuviros verticais medidos com o arranjo de detectores de superfície de 750 m, e dos chuviros medidos no modo híbrido. O espectro combinado, juntamente com os índices espectrais pode ser visto na figura 2.11. A parametrização da energia se da por

$$J_{\text{unf}}(E) = \begin{cases} J_0 \left( \frac{E}{E_{\text{tornozelo}}} \right)^{-\gamma_1}, & E < E_{\text{tornozelo}}, \\ J_0 \left( \frac{E}{E_{\text{tornozelo}}} \right)^{-\gamma_2} \left[ 1 + \left( \frac{E_{\text{tornozelo}}}{E_s} \right)^{\Delta\gamma} \right] \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_s} \right)^{\Delta\gamma} \right]^{-1} & E > E_{\text{tornozelo}}. \end{cases} \quad (2.5)$$

Com os valores da parametrização a energia do "tornozelo" é

$$E_{\text{tornozelo}} = (5.08 \pm 0.06(\text{estatístico}) \pm 0.8(\text{sistemático})) \times 10^{18} \text{ eV}, \quad (2.6)$$

enquanto a energia de supressão é

$$E_{\text{supressão}} = (3.9 \pm 0.2(\text{estatístico}) \pm 0.8(\text{sistemático})) \times 10^{19} \text{ eV}. \quad (2.7)$$

O valor  $E_{1/2}$  corresponde à energia para a qual o fluxo integral se reduz à metade

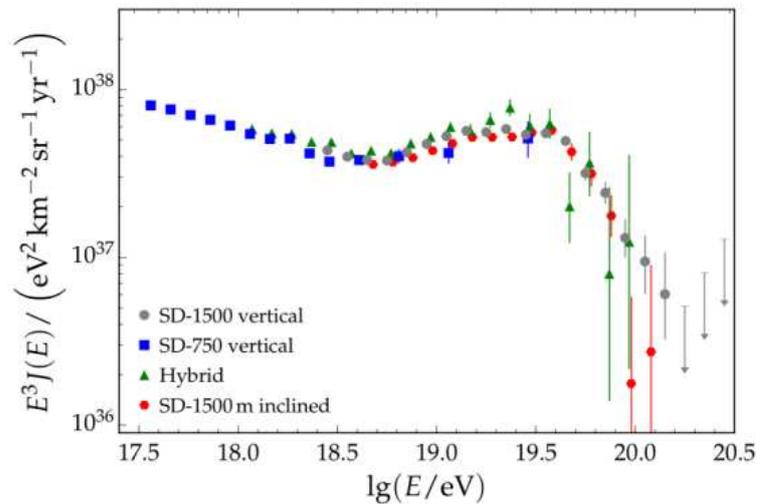


Figura 2.10: O espectro de energia obtido com os detectores de superfície com eventos verticais, inclinados e híbridos. A incerteza sistemática é de 14% na escala de energia, comum a todos os eventos [89].

do valor esperado extrapolado sem a supressão, e resulta em

$$E_{1/2} = (2.26 \pm 0.08(\text{estatístico}) \pm 0.4(\text{sistemático})) \times 10^{19} \text{ eV}. \quad (2.8)$$

Os índices espectrais são:

$$\gamma_1 = (3.293 \pm 0.002(\text{estatístico}) \pm 0.05(\text{sistemático})), \quad (2.9)$$

$$\gamma_2 = (2.53 \pm 0.02(\text{estatístico}) \pm 0.1(\text{sistemático})), \quad (2.10)$$

enquanto

$$\Delta\gamma = (2.5 \pm 0.1(\text{estatístico}) \pm 0.4(\text{sistemático})). \quad (2.11)$$

## 2.5.2 Anisotropia Dipolar

A subseção a seguir é um resumo do trabalho mais recente publicado sobre a anisotropia dipolar pela Colaboração Auger [90].

Utilizando 30000 raios cósmicos com energias acima de  $8 \times 10^{18}$  eV, foi encontrada uma anisotropia na distribuição das direções de chegada dos raios cósmicos. O nível de confiança da medida é de  $5.2\sigma$ . Todos os eventos possuem um  $\theta_{\text{local}} < 80^\circ$  e  $-90^\circ < \delta < 45^\circ$ , o que

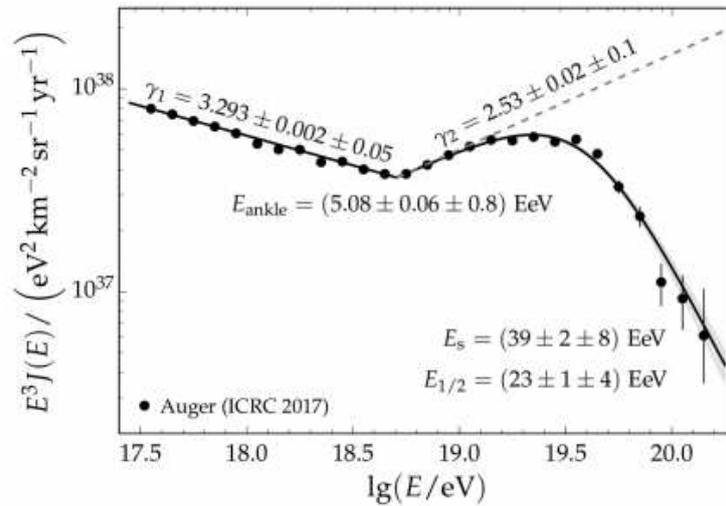


Figura 2.11: O espectro combinado e a função de ajuste com os parâmetros ajustados [89].

corresponde 85% do céu visível.

Uma abordagem padrão para estudar anisotropia nas direções de chegadas em grande escala é a análise harmônica na direção de ascensão reta. Neste trabalho, é feita a análise harmônica em ascensão reta e em ângulo azimutal, permitindo obter uma reconstrução tridimensional do termo dipolar.

A figura 2.12 mostra o resultado do fluxo de raios cósmicos de energia ultra-alta.

O quadrado com a indicação 2MRS representa a direção para a qual aponta o dipolo obtido da distribuição de galáxias listada no levantamento 2MRS [91]. As setas mostram como uma distribuição dipolar de raios cósmicos apontando na direção do dipolo do 2MRS seria afetada pelo campo magnético galáctico. As pontas das setas indicam a direção do dipolo do fluxo chegando à Terra assumindo valores comuns de  $E/Z = 5$  EeV e 2 EeV e o campo magnético de Jansson e Farrar [92].

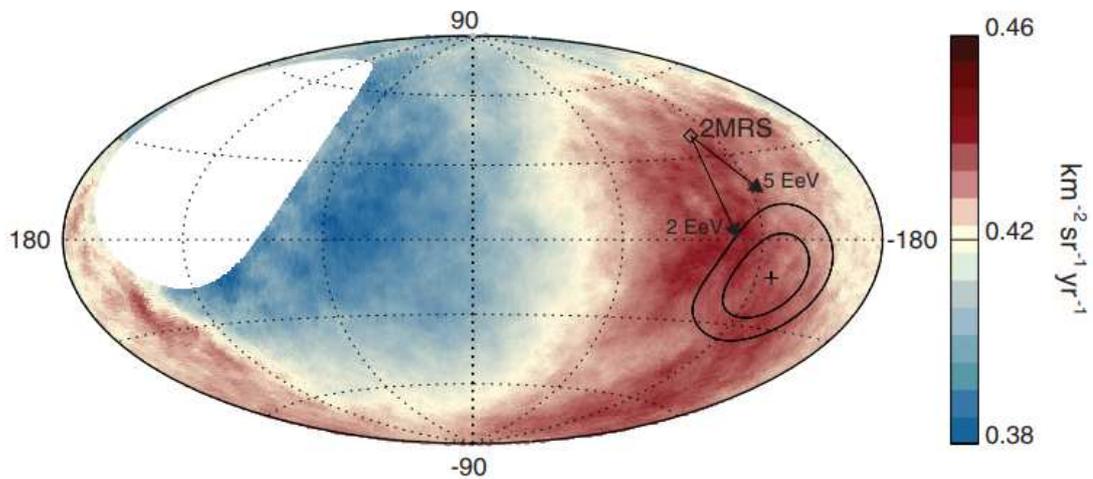


Figura 2.12: Mapa contendo fluxo de partículas em coordenadas galácticas [90]. O mapa do céu usando a projeção de Hammer, mostrando o fluxo de raios cósmicos acima de 8 EeV suavizado com uma função "top-hat" de  $45^\circ$ . O centro da galáxia está na origem. A cruz representa a direção do dipolo medido, os contornos denotam a região de nível de confiabilidade de 68% e 95%. O quadrado indica a direção do dipolo da distribuição de galáxias 2MRS. As setas mostram as deflexões esperadas de partículas com  $E/Z = 5 \text{ EeV}$  e  $2 \text{ EeV}$  assumindo a parametrização do campo magnético galáctico de [92].

## Capítulo 3

# Campo Magnético Galáctico

O campo magnético do universo é pouco conhecido, mas, pelo que sabemos, as contribuições de campos magnéticos extragalácticos são de menor influência, em relação ao desvio angular na propagação de raios cósmicos, do que o campo magnético galáctico. Os estudos indicam que a componente média do campo extragaláctico é da ordem de  $10^{-16}$  G podendo chegar até  $10^{-9}$  G [93] e estudos de seu efeito na propagação de raios cósmicos de energia ultra-alta mostram resultados diversos [94–97]. Por exemplo, analisando os resultados obtidos em [95], vemos que para prótons com energias de  $10^{19}$  eV as deflexões causadas pelo campo magnético extragaláctico são menores que  $1^\circ$  em 98% (90%) no céu para distâncias da fonte de 35 Mpc (70 Mpc). Analisando os resultados obtidos em [97], as deflexões são maiores. Para efeitos dessa dissertação, consideramos somente a influência do campo magnético galáctico.

Na maioria dos modelos de campo magnético galáctico, ele é descrito como uma sobreposição de duas componentes, uma regular a grandes escalas (escalas maiores do que a separação dos braços espirais, da ordem de 1 kpc) que sabemos descrever ao longo de todo o disco galáctico, e uma componente turbulenta, que possui valor e orientação aleatórios.

A componente regular é formada por dois braços em forma de espiral, cada um com um módulo do campo médio mínimo de  $B_{reg} \approx 2 \mu\text{G}$  podendo chegar a valores de  $B_{reg} \approx 4 \mu\text{G}$  dependendo do tipo de medição realizada. A direção dos braços espirais pode variar dependendo da escolha do modelo, podendo ter uma simetria de  $\pi$  e  $2\pi$ . A componente turbulenta tem uma amplitude quadrática média de até duas vezes o módulo da componente regular e uma distância de coerência típica de  $L_c \approx 50 - 100$  pc [98, 99].

Os métodos mais comuns para colher informações sobre o campo magnético galáctico são: separação Zeeman, polarização da luz das estrelas, emissão de luz polarizada na faixa do IV por poeira cósmica, emissão de radiação síncrotron e rotação de Faraday [100–102]. Infelizmente, ainda não existe um modelo do campo magnético que é válido experimentalmente para toda a galáxia [103], então as informações sobre o campo magnético galáctico são um compilado de diversos estudos.

## 3.1 Métodos Experimentais Para Detecção

Medir o campo magnético da nossa galáxia é um desafio porque o campo magnético não radia, o que torna muito difícil a detecção. Na nossa redondeza, no sistema solar, conseguimos medir o valor do campo magnético diretamente, através de magnetômetros transportados por espaçonaves. Existe um limite até onde conseguimos levar nossas espaçonaves para coletar dados. Para a grande parte do campo magnético galáctico, o método de detecção tem que ser indireto e medimos somente as consequências de sua presença.

Os principais métodos de detecção das propriedades do campo magnético galáctico são descritos a seguir [102, 104, 105].

### 3.1.1 Separação Zeeman

O campo magnético pode quebrar a degenerescência de estados atômicos, causando uma separação nas linhas espectrais observadas. A separação Zeeman é normalmente usada para medir campo magnético de objetos compactos, como, por exemplo, nuvens de gás eletrizados ou estrelas. Ela apresenta um desafio experimental pois, para conseguir uma separação com precisão, é necessário que a região do experimento seja uma região com a temperatura baixa e altamente magnetizada, caso contrário, a separação das linhas é de difícil medição [106].

### 3.1.2 Polarização da luz das estrelas

A luz emitida pelas estrelas fica polarizada ao passar pelos grãos de poeira cósmica alinhados perpendicularmente ao campo magnético. O resultado da interação é uma polarização paralela ao campo magnético projetado no plano perpendicular à linha de visão. Como esse método depende da luz estelar, ele só pode ser usado em campos magnéticos próximos, como aqueles dentro do braço local.

### 3.1.3 Emissão polarizada de luz na faixa de IV por poeira cósmica

No mesmo processo citado acima, a poeira cósmica também polariza luz na faixa do infravermelho. Devido ao formato dos grãos, a emissão é polarizada, fornecendo informações sobre o campo magnético na região que causou a orientação dos grãos de poeira [107].

### 3.1.4 Emissão de radiação síncrotron

Uma partícula carregada relativística, por exemplo, um elétron, quando em movimento circular uniforme emite um tipo de radiação chamada de radiação síncrotron. Para calcular a intensidade da radiação síncrotron, temos que realizar uma medida da densidade de elétrons relativísticos no meio e do módulo da componente do campo magnético perpendicular

à linha de visão na área de emissão. Sabemos que 75% do total da emissão corresponde a polarização linear para a componente regular do campo magnético. A emissão da radiação síncrotron é utilizada para calcular as propriedades da componente turbulenta do campo magnético [108].

### 3.1.5 Rotação de Faraday

Luz polarizada atravessando um meio na presença de um campo magnético tem o seu plano de polarização rotacionado. A relação entre o ângulo de rotação e a intensidade do campo magnético é linear. Para uma fonte que emite uma luz polarizada com um ângulo  $\phi_0$  e com um comprimento de onda  $\lambda$ , medidos em metros, temos [109]:

$$\phi = \phi_0 + 0.812\lambda^2 \int_0^D n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} \equiv \phi_0 + \lambda^2 RM, \quad (3.1)$$

onde  $RM$  é a medida de rotação (em inglês, *Rotation Measurement*), em unidades de  $\text{rad} \cdot \text{m}^2$ ,  $n_e$  é a densidade de elétrons, em unidades de  $\text{cm}^3$  e  $\vec{B}$  é o campo magnético, em unidades de  $\mu\text{G}$ . Conhecendo a densidade de elétrons no meio, podemos calcular a integral de linha da componente paralela do campo magnético regular. Se utilizarmos como fontes os pulsares, que emitem luz linearmente polarizada, para determinar as distâncias  $D$  de forma independente, então podemos mapear o campo magnético.

Podemos obter o valor da componente paralela do campo magnético através de

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{\int_0^D n_e \vec{B} \cdot d\vec{l}}{\int_0^D n_e d\vec{l}} = 1.232 \frac{RM}{DM}, \quad (3.2)$$

onde  $DM$  é a medida da dispersão (em inglês, *Dispersion Measure*) definida como a integral de linha da densidade de elétrons

$$DM = \int_{\text{fonte}}^{\text{observador}} n_e(l) \cdot dl, \quad (3.3)$$

onde  $DM$  possui unidades de  $\text{pc}/\text{m}^3$ .

Uma vez conhecida a densidade de elétrons do meio, podemos calcular a componente paralela do campo magnético regular, como descrito em [100].

## 3.2 Modelo Atual Para o Campo Magnético Galáctico

Segundo as medições de radiação síncrotron o valor médio do campo magnético galáctico é de  $6 \mu\text{G}$ , podendo chegar a valores superiores a  $100 \mu\text{G}$  em regiões próximas ao centro da galáxia [101]. Há uma divergência envolvendo o valor da componente regular do campo magnético. As medições de polarização nos indicam que a componente regular do campo magnético representa 60% do valor final do campo, possuindo um valor médio de  $B_{\text{reg}} \approx 4 \mu\text{G}$ . Já as medições de rotação de Faraday nos indicam que a componente regular representa uma

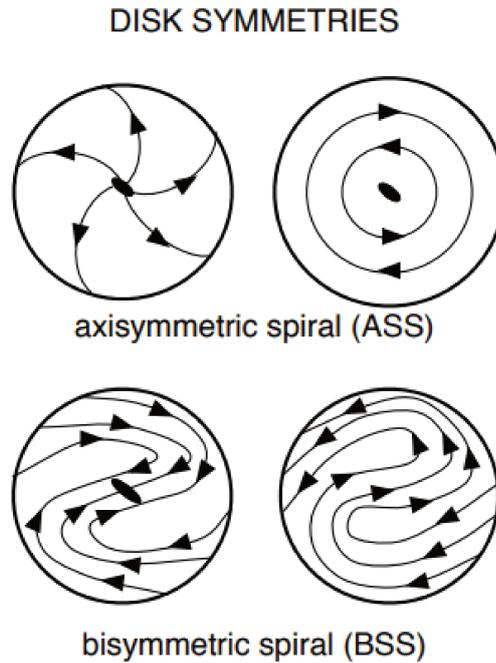


Figura 3.1: Ilustração simples dos dois modelos de campo magnético galáctico [102].

fração menor do campo total, cerca de 30%, com um campo médio de  $B_{\text{reg}} \approx 2 \mu\text{G}$  [110]. Essa discrepância entre os valores pode ser explicada se as flutuações estatísticas entre o campo magnético e a densidade de elétrons estivessem localmente anticorrelacionadas, resultando em um valor subestimado para as rotações de Faraday. Outra explicação possível seria o fato de existirem campos magnéticos anisotrópicos que aumentariam o valor medido da radiação síncrotron [111].

Os modelos para o campo magnético galácticos podem ser subdivididos em dois grandes grupos: os modelos axissimétricos (ASS), com simetria de  $2\pi$ , e os modelos bissimétricos (BSS), com simetria  $\pi$ . Os modelos BSS invertem a orientação do campo magnético quando mudamos de braço galáctico, enquanto os modelos ASS continuam com a mesma orientação, como ilustrado na figura 3.1. Podemos dividir cada grupo em mais dois subgrupos envolvendo a simetria em relação ao plano galáctico o simétrico (S) e o antissimétrico (A). Nos modelos S, o campo magnético tem a mesma direção acima e abaixo do plano galáctico, enquanto nos modelos A as orientações são reversas [112].

O modelo mais aceito é utilizando a simetria BSS-S e podemos pensar no campo magnético galáctico regular como dois braços em espiral com o campo magnético na direção paralela aos dois braços. A equação para o campo magnético galáctico em coordenadas cilíndricas é dada por [113]

$$B_{sp} = B_0(\rho) \cos \left( \theta - \beta \ln \left( \frac{\rho}{\xi_0} \right) \right), \quad (3.4)$$

onde  $\theta$  é a coordenada azimutal no sentido horário visto do polo norte galáctico ao redor do

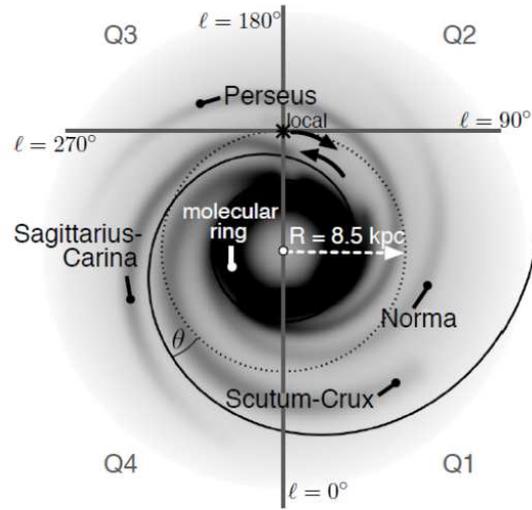


Figura 3.2: Representação da Via Láctea, onde o ângulo de passo está representado por  $\theta$  [102].

centro galáctico,  $\rho$  é a distância radial,  $\xi_0 = 10.55$  kpc é a distância desde o centro até o máximo do campo em nosso braço espiral.

As componentes radial, azimutal e a amplitude  $B_0$  do campo magnético no plano galáctico são dadas por

$$B_\rho = B_{sp} \sin p, \quad (3.5)$$

$$B_\theta = B_{sp} \cos p. \quad (3.6)$$

$$B_0(\rho) = \frac{3r_0}{\rho} \tanh^3 \left( \frac{\rho}{\rho_1} \right). \quad (3.7)$$

onde  $p$  é o ângulo de passo<sup>1</sup>,  $\beta = \frac{1}{\tan p} = -5.67$ ,  $B_\rho$  é a componente radial do campo magnético,  $B_\theta$  é a componente azimutal,  $r_0 = 8.5$  kpc é a distância do Sol até o centro galáctico e  $\rho_1 = 2$  kpc.

No cálculo da dependência de  $z$ , consideramos a contribuição proveniente do disco galáctico e outra do halo. Para modelos S, temos

$$\vec{B}_s(\rho, \theta, z) = \vec{B}(\rho, \theta, z = 0) = \left( \frac{1}{2 \cosh(z/z_1)} + \frac{1}{2 \cosh(z/z_2)} \right), \quad (3.8)$$

com o primeiro termo ( $z_1 = 0.3$  kpc) sendo a contribuição do disco galáctico e o segundo termo ( $z_2 = 4$  kpc), a do halo galáctico. Uma esquematização do modelo BSS-S para o campo magnético regular é mostrado na figura 3.3.

O cálculo da contribuição da componente turbulenta é feito a seguir.

<sup>1</sup>O ângulo de passo é o ângulo de crescimento de uma espiral, em relação a um círculo naquele ponto. O ângulo é definido como o ângulo entre a tangente a um braço espiral e a perpendicular à direção do centro galáctico, veja figura 3.2.

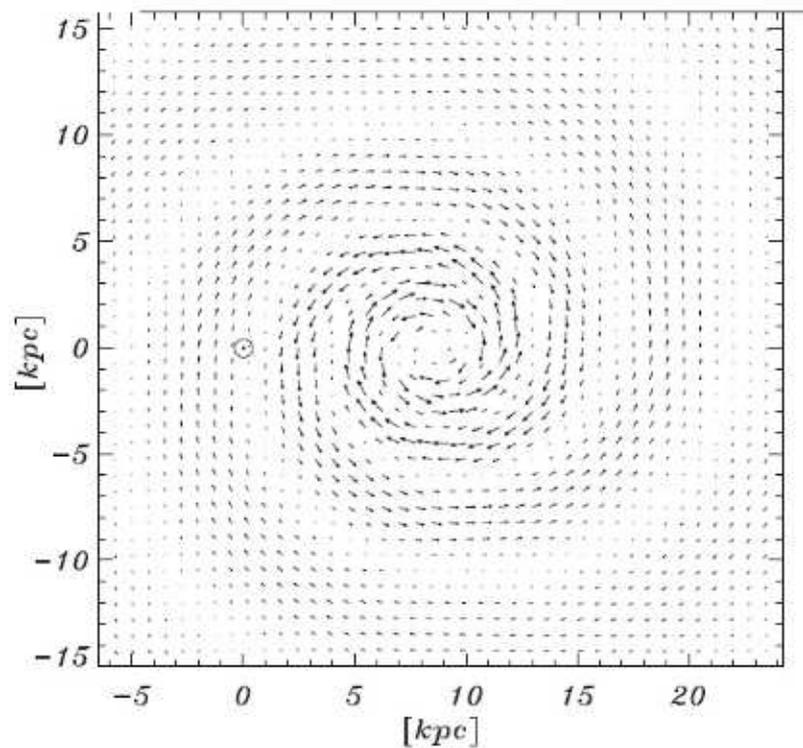


Figura 3.3: Modelo BSS-S para a componente regular do campo magnético da Via Láctea. A posição do Sol está representada por um círculo [109].

### 3.3 Influência do Campo Magnético na Trajetória do Raio Cósmico

Partículas com maior energia são menos desviadas pelo campo magnético galáctico, como mostrado na figura 3.4. De acordo com a figura, um raio cósmico com energia acima de  $10^{19}$  eV sofre uma pequena deflexão, e portanto, para os estudos de pequenas deflexões precisamos estar no regime de altas energias.

Dado um raio cósmico de energia  $E$ , número atômico  $Z$ , que atravessa um campo magnético  $\vec{B}$  por uma distância  $L$ , podemos calcular a força de Lorentz sofrida pelo mesmo, que é dada por

$$\vec{F}(\vec{\theta}) = Ze \int_0^L d\vec{l} \times \vec{B}(\vec{l}), \quad (3.9)$$

onde  $\vec{\theta}$  é o vetor na direção de chegada do raio cósmico. A força provoca um desvio dado por

$$\Delta\vec{\theta} = \frac{Zec}{E} \int_0^L d\vec{l} \times \vec{B}(\vec{l}). \quad (3.10)$$

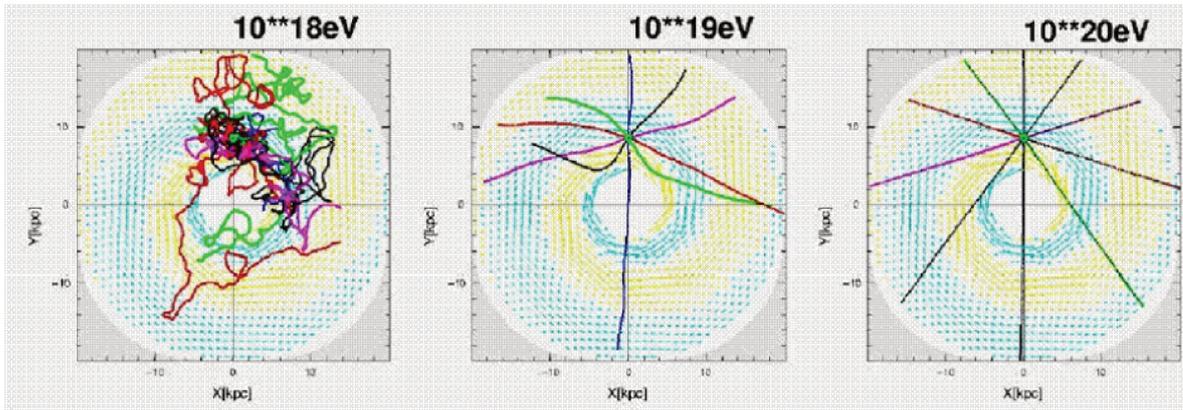


Figura 3.4: Representação das diferentes trajetórias de raios cósmicos com energias de  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV e  $10^{20}$  eV [114].

### 3.4 Componentes Regular e Turbulenta

Para distâncias comparáveis ao raio da nossa galáxia, aproximadamente 20 kpc, a componente regular do campo magnético predomina em relação à componente turbulenta na trajetória do raio cósmico no meio galáctico. A deflexão causada pela componente regular  $\Delta(\vec{\theta})$  é dada por [115]

$$\Delta\theta = 16^\circ \frac{40 \text{ EeV}}{E/Z} \left| \int_0^L \frac{d\vec{l}}{3 \text{ kpc}} \times \frac{\vec{B}}{2 \mu\text{G}} \right|. \quad (3.11)$$

O desvio médio quadrático causado pela componente turbulenta pode ser expresso como

$$\Delta\theta_{rms} = 1.5^\circ \frac{40 \text{ EeV}}{E/Z} \frac{B_{rms}}{3 \mu\text{G}} \sqrt{\frac{L}{1 \text{ kpc}}} \sqrt{\frac{L_c}{50 \text{ pc}}}, \quad (3.12)$$

onde seu comprimento de coerência é pequeno  $L_c \approx 50 - 100$  pc [98, 99]. O comprimento de coerência é definido como a distância no meio galáctico em que a componente turbulenta apresenta a mesma direção para o campo magnético, como na figura 3.5. Essa região no espaço é chamada de domínio. Quando o raio cósmico percorrer grandes distâncias, as influências dos campos nos vários domínios atravessados tendem a se cancelar, como representado no esquema em 2D da figura 3.6.

Por este motivo, no tratamento do raio cósmico de ultra-alta energia será considerado somente o efeito da componente regular do campo magnético.

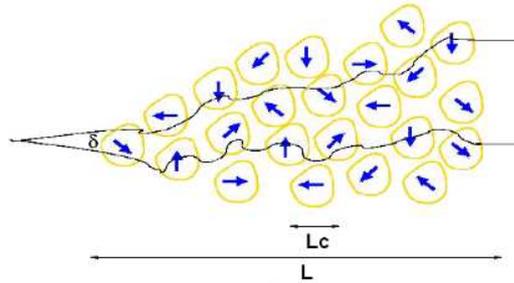


Figura 3.5: Ilustração da deflexão em um campo magnético turbulento com comprimento de coerência com diversos domínios [109].

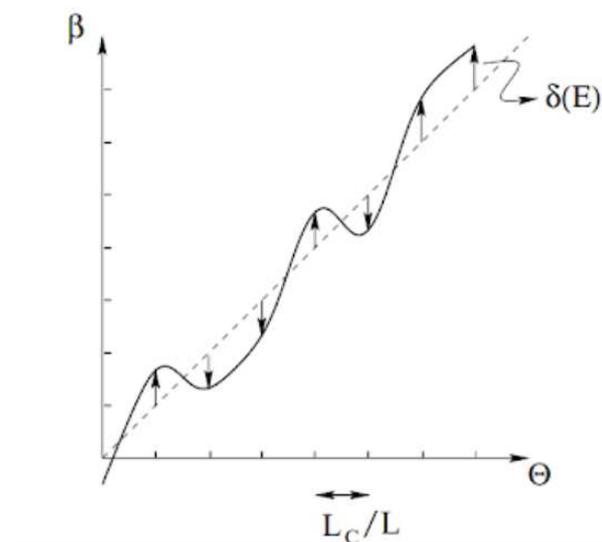


Figura 3.6: Esquema em 2D representando a propagação do raio cósmico sem a presença de campo magnético (linha hachurada). Representação de 7 domínios podendo ter a componente turbulenta com valores aleatórios para cima ou para baixo. A trajetória do raio cósmico com a influência do campo turbulento (linha cheia).

## Capítulo 4

# Metodologia na Busca de Possíveis Multipletos

O foco principal desta dissertação é reproduzir uma análise publicada em 2012 pela Colaboração Auger [1], agora com quatro vezes mais eventos<sup>1</sup>, verificando se os resultados obtidos anteriormente se mantêm, ampliam ou desaparecem.

Utilizamos as mesmas hipóteses que a Colaboração Auger utilizou em 2012 [1], onde os eventos são isotropicamente distribuídos em relação às suas direções de chegada. O objetivo é encontrar eventos que partam da mesma fonte astrofísica e obedeçam uma relação linear entre a direção de chegada do raio cósmico e o inverso de sua energia. Um conjunto de eventos que satisfaça essas condições será chamado de multipleto.

### 4.1 Eficiência do Método

Procuramos direções sobre uma esfera unitária que sejam correlacionadas e formem um arco no céu. A abordagem mais simples é simplesmente combinar as direções dos eventos entre si e verificar quais passam nos critérios de correlação. Mas existe um problema fundamental com esse pensamento que é o fato de que a complexidade de uma combinação de pontos cresce fatorialmente com o número de pontos do conjunto. Para esta dissertação, utilizamos um método mais eficaz para a procura de multipletos que será descrito com detalhes nas próximas seções.

### 4.2 Reconstrução da Posição das Fontes

Nessa dissertação utilizaremos somente eventos com altíssima energia ( $E > 2 \times 10^{19}$  eV), portanto, estaremos no regime de pequenas deflexões dos raios cósmicos quando atraves-

---

<sup>1</sup>Um chuveiro atmosférico extenso atingindo o Observatório Pierre Auger será denominado como um evento nesta dissertação.

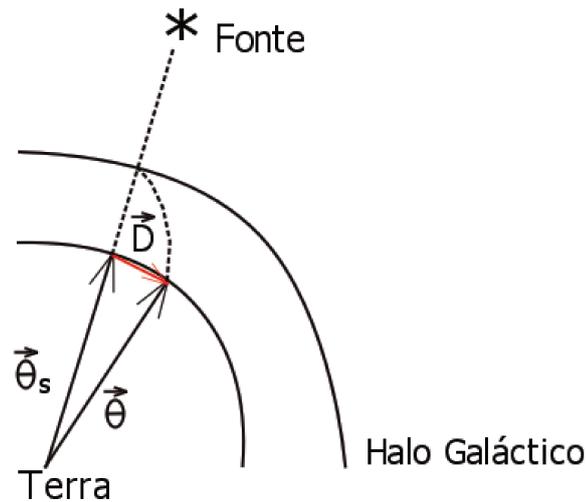


Figura 4.1: Relação geométrica entre a direção de chegada do raio cósmico  $\vec{\theta}$  e a posição da fonte  $\vec{\theta}_s$ . O esquema está desenhado no plano que contém os vetores  $\vec{\theta}_s$ ,  $\vec{D}$  e uma das direções de chegada, representada por  $\vec{\theta}$ . O esquema não está em escala.

sarem o campo magnético galáctico. Além disso, para fins de simplificação, consideraremos: que todos os raios cósmicos são prótons e que raios cósmicos que partam da mesma fonte astrofísica atravessarem a mesma região do campo magnético galáctico. Sendo assim, podemos reescrever a equação 3.9 obtendo

$$\vec{\theta} = \vec{\theta}_s + \frac{\vec{D}(\vec{\theta}_s)}{E}, \quad (4.1)$$

em que  $\vec{\theta}$  é a direção no céu em que observamos o raio cósmico,  $\vec{\theta}_s$  é a direção no céu da fonte astrofísica e  $\vec{D}$ , o poder de deflexão da fonte que é definido como

$$\vec{D} = Zec \int_0^L d\vec{l} \times \vec{B}(\vec{l}). \quad (4.2)$$

A figura 4.1 mostra esquematicamente a visualização da equação 4.1. Supondo que o poder de deflexão da fonte seja constante na direção de cada fonte, os desvios angulares apresentarão uma dependência linear com  $1/E$ .

A equação 3.11 nos mostra que a deflexão máxima de um raio cósmico, desde sua fonte até a chegada na Terra, é aproximadamente  $16^\circ$  para eventos que tenham energia de  $2 \times 10^{19}$  eV. Devido a este motivo, sabemos que os raios cósmicos provenientes de mesma fonte astrofísica não são muito desviados em relação à posição original da fonte astrofísica. Portanto, podemos restringir a procura de multipletos a uma região no céu por vez, como esquematizado na figura 4.2.

Para determinar qual a região de procura dos raios cósmicos, utilizamos o conceito de evento central, que é definido como um evento com energia muito alta, maior que  $4 \times 10^{19}$  eV, que serve de centro para a nossa calota esférica. A metodologia apresentada daqui em diante

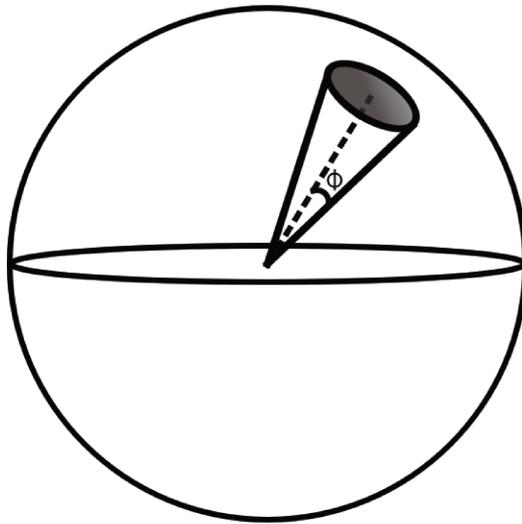


Figura 4.2: Esquema de uma calota esférica de abertura  $\phi$  na esfera celeste.

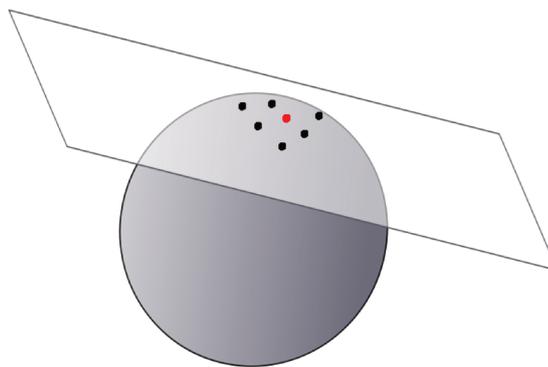


Figura 4.3: Esquema mostrando o plano tangente à esfera. O ponto da tangência representado em vermelho é o centro das direções dos eventos selecionados.

corresponde a uma procura em uma calota esférica, que deve ser repetida para todos os eventos centrais existentes.

### 4.3 Projeção dos Pontos sobre a Esfera Celeste para o Plano Tangente

Uma forma de testar a correlação entre os eventos é projetar as direções dos raios cósmicos em um plano tangente à esfera celeste, como esquematizado na figura 4.3.

Antes de projetar, precisamos saber se as aberturas angulares máximas adotadas nessa dissertação ( $15^\circ$ ) não fornecem distorções significativas nas distâncias entre o mesmo evento no plano tangente e na esfera celeste.

A figura 4.4 mostra um esquema simplificado de perfil do problema e obtemos as relações

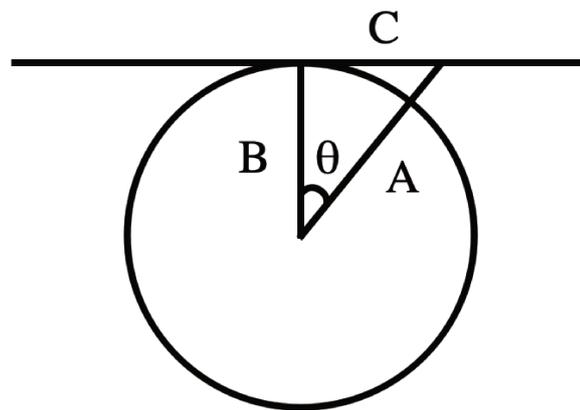


Figura 4.4: Esquema 2D da esfera celeste e o plano tangente.

$$\tan \theta = \frac{C}{B} \quad (4.3)$$

e

$$\theta = \frac{\text{arco}}{B}, \quad (4.4)$$

isolando  $B$  e combinando as duas equações, temos

$$\frac{C}{\text{arco}} = \frac{\tan \theta}{\theta}. \quad (4.5)$$

Com esse resultado, podemos verificar qual a distorção da distância no plano tangente em relação ao arco inicial. A tabela 4.1 mostra a distorção para aberturas angulares de até  $15^\circ$ . A distorção na projeção de ângulos menores do que  $15^\circ$  pode ser negligenciada.

O ponto de tangência que gera distorções menores na distância e que também será a origem do sistema de coordenadas  $(x,y)$  no plano é o ponto da média aritmética das direções dos eventos analisados<sup>2</sup>. Este ponto será chamado de centro das direções. Para cada etapa de verificação ou de inclusão de um evento no multipletto, será calculado novamente o centro das direções e, posteriormente, o plano tangente à esfera. Todos os eventos analisados, por construção, estão no plano tangente e podemos utilizar geometria plana para os cálculos. Os detalhes matemáticos de como encontrar o plano tangente e de projetar os eventos nele estão apresentados no apêndice A.

<sup>2</sup>Vale ressaltar que estamos em uma geometria esférica, portanto, para o cálculo da média temos que realizar uma soma vetorial e depois normalizar o vetor soma.

$\theta$ [°]	$\tan(\theta)/\theta$ [%]
1	100.01
2	100.04
3	100.09
4	100.16
5	100.25
6	100.37
7	100.50
8	100.65
9	100.83
10	101.03
11	101.25
12	101.49
13	101.75
14	102.04
15	102.35

Tabela 4.1: Porcentagem da distorção entre as distâncias no plano tangente e as distâncias na esfera em função do ângulo de abertura entre eles.

## 4.4 Primeira Etapa de Busca: Encontrando os Candidatos a Multipletos

Com todos os eventos no plano tangente, realizamos uma busca para encontrar os candidatos a multipletos. Chamamos de candidatos a multipletos quaisquer conjuntos de quatro eventos em que eles obedeçam as seguintes restrições: os quatro eventos devem possuir energia maior do que 35 EeV<sup>3</sup> e destes, pelo menos um evento deve ter energia acima de 45 EeV. Além disso, eles devem satisfazer uma correlação acima de 0.8 entre a direção de chegada e o inverso da energia. Realizaremos as próximas etapas da metodologia para todos os candidatos a multipletos.

## 4.5 Rotação dos Eixos no Plano Tangente

Para calcular a correlação dos candidatos a multipletos, é conveniente rotacionar o sistema de eixos do plano tangente  $(x, y)$  para um novo sistema  $(u, w)$  com o intuito de que a coordenada  $u$  seja ao longo da direção de deflexão da fonte e a coordenada  $w$  seja perpendicular, como ilustrado na figura 4.5.

A covariância entre duas grandezas  $\xi$  e  $\chi$  é definida como

<sup>3</sup>Nessa parte, divergimos das condições iniciais da seleção da Colaboração Auger no trabalho de 2012. Devido ao aumento do número de eventos registrados pelo Observatório, tivemos que aumentar o limite da energia nessa parte da busca de 25 EeV para 35 EeV. Uma discussão mais aprofundada será dada na seção 4.10.

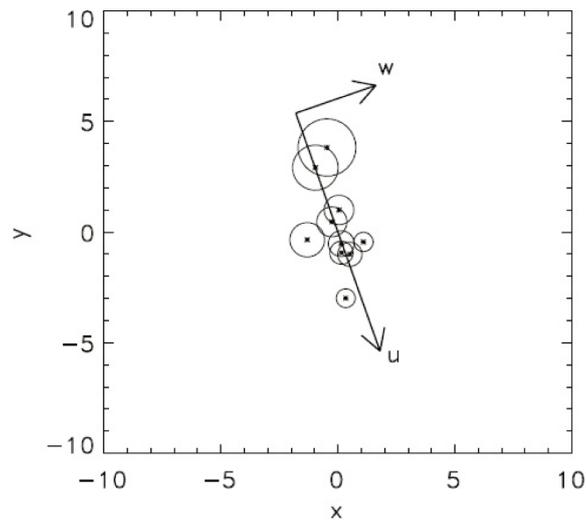


Figura 4.5: Representação dos sistemas de coordenadas  $(x, y)$ ,  $(u, w)$  e dos pontos representando as direções de chegada dos raios cósmicos sobre o plano tangente à esfera celeste no seu ponto médio [109].

$$Cov(\xi, \chi) = \frac{1}{N} \sum_N (\xi_i - \langle \xi \rangle)(\chi_i - \langle \chi \rangle), \quad (4.6)$$

onde  $\langle \xi \rangle$  e  $\langle \chi \rangle$  são os valores médios de  $\xi$  e  $\chi$ , respectivamente.

O ângulo de rotação para a mudança de sistema de coordenadas  $\mu$  é dado por

$$\mu = \arctan \frac{Cov(y, \frac{1}{E})}{Cov(x, \frac{1}{E})}. \quad (4.7)$$

O processo de rotação está ilustrado na figura 4.6.

No novo sistema de eixos  $(u, w)$  a covariância entre as coordenadas nos eixos  $w$  e os valores  $1/E$  correspondentes é definida como

$$Cov(w, \frac{1}{E}) = 0, \quad (4.8)$$

de forma que seja mínima. Por consequência, as coordenadas no eixo  $u$  apresentam uma covariância máxima com o inverso da energia ( $Cov(u, \frac{1}{E})$ ).

## 4.6 Coeficiente de Correlação e Dispersão Angular

Os dois parâmetros para medir se os eventos podem ser classificados como multipletos são o coeficiente de correlação e a dispersão angular.

O coeficiente de correlação mede o quão correlacionada uma variável está com outra variável. O coeficiente adotado nessa dissertação é o coeficiente de correlação de Pearson [117] que é dado por

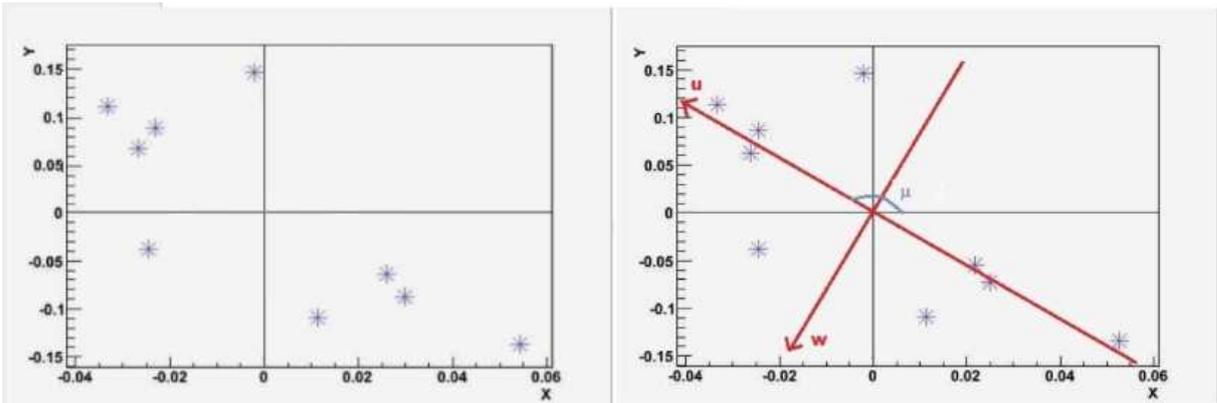


Figura 4.6: Esquerda: esquema mostrando eventos simulados contidos no plano tangente  $(x, y)$ . Direita: rotação dos eixos  $(x, y)$  para os novos eixos  $(u, w)$  através de um ângulo de rotação  $\mu$  onde existe a máxima concentração de eventos ao longo do eixo  $u$  e a mínima concentração de eventos ao longo do eixo  $w$  [116]- Modificado.

$$C(u, \frac{1}{E}) = \frac{Cov(u, \frac{1}{E})}{\sqrt{Var(u)Var(\frac{1}{E})}}, \quad (4.9)$$

onde  $Var(\xi) = Cov(\xi, \xi) = \langle (\xi - \langle \xi \rangle)^2 \rangle$  é a variância de  $\xi$ , que é uma medida da dispersão estatística de  $\xi$ .

Além do coeficiente de correlação, outra grandeza utilizada para o cálculo é a dispersão máxima  $W$  ao longo do eixo  $w$ , dada por

$$W = \max(|w_i - \langle w \rangle|). \quad (4.10)$$

A dispersão angular reflete o maior desvio das coordenadas  $w$  dos pontos de sua média.

## 4.7 Segunda Etapa de Busca: Multipletos

Com os candidatos a multipletos selecionados, podemos adicionar eventos a fim de formar um multipleto com dez ou mais eventos.

Os eventos em um candidato a multipleto definem uma reta ao longo do eixo  $u$  e, assim, podemos otimizar mais ainda a busca para essa segunda etapa, considerando apenas uma faixa com abertura de  $2W_{max}$ <sup>4</sup> em torno dessa reta, como ilustrado na figura 4.7.  $W_{max}$  é definido como o ângulo de máxima dispersão angular aceitável para o multipleto.

Realizamos a segunda etapa de busca dentro dessa faixa para todos os eventos com energia acima de 25 EeV.

<sup>4</sup>Aqui também divergimos dos critérios adotados no trabalho original. Também devido ao fato do número de eventos ter crescido, fomos mais restritivos em relação ao tamanho da faixa, de  $3W_{max}$  para  $2W_{max}$ . Uma discussão mais aprofundada será dada na seção 4.10.

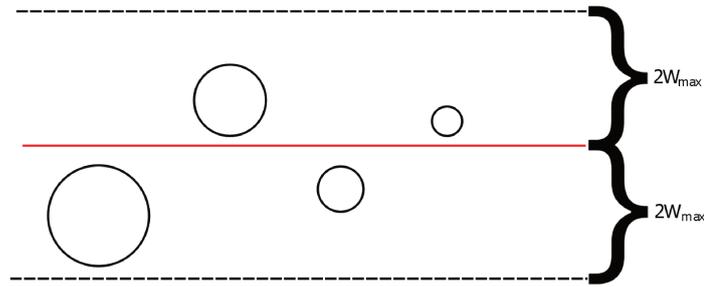


Figura 4.7: Abertura de  $2W_{max}$  (linha tracejada) em torno do eixo dos candidatos a multipletos (linha vermelha).

Para ser considerado um multipletos, os candidatos a multipletos têm que obedecer os seguintes critérios: ter 10 ou mais eventos e possuir um coeficiente de correlação mínimo,  $C > 0.9$  e dispersão angular máxima  $W_{max} < 1.5^\circ$ .

## 4.8 Critérios de Corte para os Multipletos

Os valores adotados para o coeficiente de correlação mínimo e para a dispersão angular máxima se embasaram nas simulações realizadas em [109] com a finalidade de minimizar a chance de existir algum evento "intruso" no multipletos, ou seja, algum evento que não tenha vindo da mesma fonte astrofísica que os demais. No estudo, foram realizadas simulações com conjuntos de  $N = 14, 13, 12$  prótons vindos de fontes extragalácticas e propagando-os em um campo BSS-S com módulo da componente magnética regular de  $2 \mu\text{G}$ , da componente magnética turbulenta com  $\Delta\theta_{rms} = 1.5^\circ(2 \times 10^{19} \text{ eV}/E)$  e energias que seguiam um espectro da fonte do tipo  $E^{-2}$ . A resolução angular na direção de chegada foi de  $0.9^\circ$  e a incerteza no valor da energia de 14%. Na mesma tese, foram realizadas duas simulações utilizando os mesmos parâmetros. A primeira visava calcular a probabilidade de um certo multipletos existente perder algum evento na reconstrução. A segunda simulação procurava calcular a probabilidade de se formarem multipletos ao acaso.

### 4.8.1 Probabilidade da Perda de um evento na Reconstrução

Na figura 4.8 está representado o resultado das simulações para multipletos contendo 14 eventos. Analisando a dispersão angular, figura 4.8 (a), obtemos o melhor valor de corte quando  $W_{max} = 1.5^\circ$ <sup>5</sup>. Podemos conferir o resultado das simulações na tabela 4.2.

Analisando o coeficiente de correlação mínimo, figura 4.8 (b), obtemos o melhor resultado para  $C_{min} = 0.9$ <sup>6</sup>. Podemos conferir o resultados das simulações na tabela 4.3.

<sup>5</sup>Vale ressaltar que, isoladamente,  $1.5^\circ$  não é o valor para qual a porcentagem de eventos reconstruídos é máxima. Temos que analisar a combinação entre a dispersão angular máxima e o coeficiente de correlação mínimo. O melhor valor combinado dos dois critérios de corte é quando  $W_{max} = 1.5^\circ$  e o  $C$  é acima de 0,9.

<sup>6</sup>Mesmo argumento da nota 5.

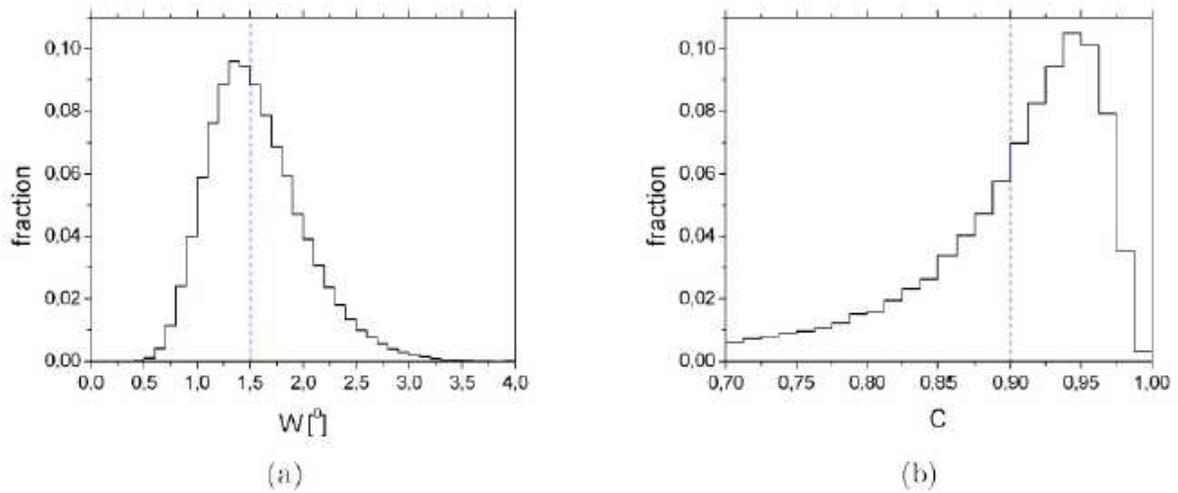


Figura 4.8: (a) Distribuição da dispersão angular máxima e (b) do coeficiente de correlação  $C(u, \frac{1}{E})$  para multipletos de 14 eventos de fontes simuladas. As linhas pontilhadas marcam os melhores valores para a reconstrução do multipletto para estas duas grandezas, ou seja,  $W_{max}$  e  $C_{min}$  [1].

porcentagem dos eventos	número de eventos perdidos	tamanho do multipletto reconstruído
50%	0	14
38%	1	13
11%	2	12
1%	$\geq 3$	$\leq 11$

Tabela 4.2: Porcentagem de eventos reconstruídos para um multipletto de inicialmente 14 eventos utilizando a dispersão angular máxima de  $1.5^\circ$  [109].

porcentagem dos eventos	número de eventos perdidos	tamanho do multipletto reconstruído
57%	0	14
12%	1	13
11%	2	12
20%	$\geq 3$	$\leq 11$

Tabela 4.3: Porcentagem de eventos reconstruídos para um multipletto de inicialmente 14 eventos utilizando o coeficiente de correlação mínimo de 0.9 [109].

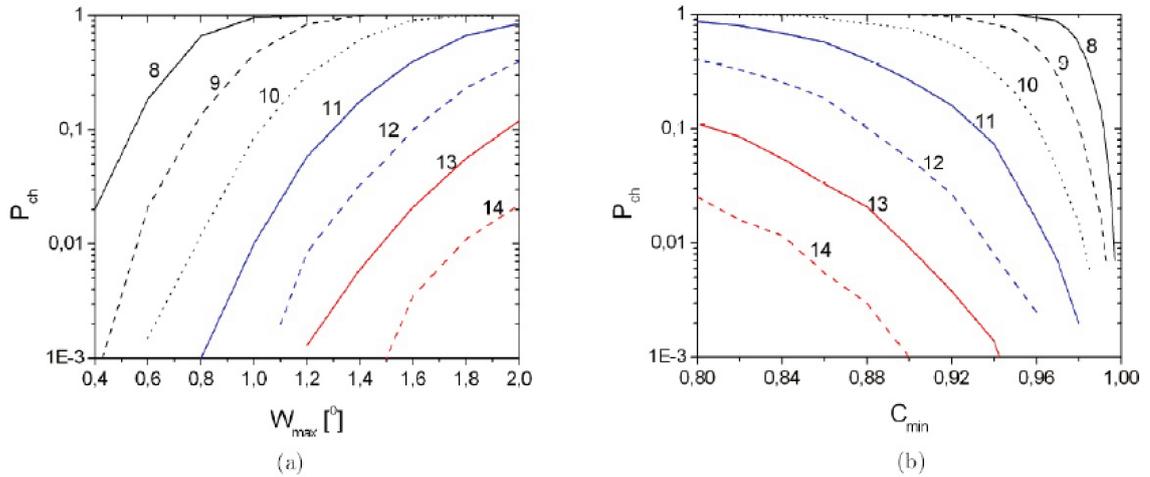


Figura 4.9: Probabilidade de encontrarmos multipletos de diferentes multiplicidades ao acaso dependendo dos valores de  $W_{max}$  (a) e de  $C_{min}$  (b) [1].

A conclusão importante que podemos tirar dessa simulação é que, mesmo se perdermos um ou dois eventos durante a reconstrução dos multipletos, ainda podemos formar um multipletos com 10 ou mais eventos continuando um multipletos válido. Podemos perceber que, quando tratamos somente do coeficiente de correlação, 80% dos eventos são reconstruídos. Agora tratando a dispersão angular máxima isoladamente, 99% dos eventos são reconstruídos.

#### 4.8.2 Probabilidade de Um Multipletos ao Acaso

Ainda durante a simulação, foi realizado um estudo da probabilidade de aparecer um certo multipletos correlacionado ao acaso. O resultado dessa simulação está mostrado na figura 4.9. Pela figura podemos perceber que quanto maior é a multiplicidade<sup>7</sup>, menor é a probabilidade de se formar um multipletos ao acaso.

### 4.9 Estimando a Direção da Fonte Astrofísica

Uma vez identificado o multipletos, podemos estimar a localização da sua fonte astrofísica utilizando a equação 4.1. Se um evento que compõe o multipletos possuir energia infinita, ele não sofreria desvio devido ao campo magnético galáctico e a sua direção de chegada seria igual à da fonte.

Para simular este efeito, podemos fazer um gráfico de um certo multipletos com os eixos sendo a direção  $u$  e  $1/E$ , que seria uma forma de reescrever a equação 4.1 sem o caráter vetorial, ficando com

<sup>7</sup>Multiplicidade é definida como o número de eventos que pertencem ao multipletos.

Energia Mínima (EeV)	N°até 2010	N°até 2017
20	1509	5960
25	870	3525
30	553	2226
35	358	1413
40	229	900
45	158	569
50	126	399

Tabela 4.4: Comparação entre o número de eventos coletados pelo Observatório Pierre Auger até 2010 e até 2017 em faixas de energia mínimas.

$$u = u_s + \frac{D(u_s)}{E}, \quad (4.11)$$

onde  $u_s$  é a coordenada  $u$  da fonte e  $D(u_s)$  é o seu poder de deflexão.

A regressão linear das coordenadas dos eventos que fazem parte do multipletto nos dará a melhor reta que podemos formar e, assim, obter o valor de  $u_s$ . Como a construção do plano  $(u, w)$  é feita de forma que a direção de deflexão do raio cósmico seja somente em  $u$ , temos por construção  $w_s = 0$ .

Uma vez encontrados  $(u_s, w_s)$ , podemos aplicar a matriz de rotação inversa para descobrir o valor de  $(x_s, y_s)$  e, por fim, podemos descobrir o valor de  $(\alpha_s, \delta_s)$ .

Os detalhes matemáticos sobre a reconstrução da direção da fonte a partir de um certo multipletto estão contidos no apêndice B.

## 4.10 Comparação de Dados entre 2012 e 2017

O trabalho original da Colaboração Auger [1] incluiu eventos desde 1° de janeiro de 2004 até 31 de dezembro de 2010, enquanto nesta dissertação estamos analisando dados desde 1° de janeiro de 2004 até 31 de dezembro de 2017. A tabela 4.4 mostra a comparação dos dados coletados em função das energias.

Como estamos realizando combinações entre direções de eventos, o número de possibilidades dessas combinações aumenta em muito, já que depende de fatoriais envolvendo o número total de eventos a serem combinados. Outro motivo para não aumentar muito o número de eventos na base de dados é o fato de que uma quantidade muito grande de dados começa a se tornar um problema de que tendo vários pontos dentro de um espaço pequeno podemos começar e encontrar várias linhas que obedeçam nossos critérios ao acaso.

A tabela 4.5 mostra como varia a densidade de eventos em uma certa abertura ( $15^\circ$ ) em torno do evento central. Não iremos alterar a energia mínima para os eventos centrais, então continuaremos utilizando 45 EeV.

Para a primeira etapa de busca, realizaremos duas mudanças: a primeira é que pas-

Energia Mínima (EeV)	Número Médio de Eventos (2010)	Número Médio de Eventos (2017)
20	45	156
25	26	93
30	16	58
35	11	37
40	7	24
45	5	15
50	4	10

Tabela 4.5: Comparação entre números de eventos médio dentro de uma região de abertura de  $15^\circ$  em torno de todos os centrais. Os números médios estão arredondados. Dados coletados pelo Observatório Pierre Auger até 2010 e até 2017.

saremos de 25 EeV como limiar da energia para 35 EeV e a segunda é restringir a região de busca de  $15^\circ$  para  $10^\circ$ .

Para a segunda etapa de busca, também realizaremos duas mudanças: a primeira é que passaremos de 20 EeV como limiar da energia para 25 EeV e a segunda é restringir a região de busca de  $20^\circ$  para  $10^\circ$ .

Com estas duas mudanças conseguimos otimizar a relação entre número de eventos do conjunto e tempo de execução do programa.

# Capítulo 5

## Resultados

A maneira utilizada para verificar se o método realizado nesta dissertação é válido foi inicialmente procurar reproduzir os resultados obtidos pela Colaboração Pierre Auger e publicados em [1]. Para a comparação, utilizamos o mesmo conjunto de dados que a Colaboração Auger utilizou na época e os mesmos cortes para que as condições de procura fossem exatamente iguais às utilizadas pela Colaboração naquele trabalho.

### 5.1 Validação do Programa

Aplicando os mesmos critérios da Colaboração em 2012, encontramos dois multipletos, um com 12 eventos e outro com 10 eventos. Observando quais eram os raios cósmicos que originavam os multipletos, verificamos que correspondem aos mesmos encontrados pela Colaboração em 2012. Os resultados da comparação entre as fontes reconstruídas estão expressos na tabela 5.1.

Em uma primeira análise não foi possível reconstruir o triplo multipletos correlacionado<sup>1</sup> II. Ao relaxar a condição final da dispersão angular de  $W_{max} < 1.50^\circ$  para  $W_{max} < 1.57^\circ$ , encontramos mais três multipletos de 10 eventos fortemente correlacionados (são 12 eventos que se distribuem em 3 multipletos). Os multipletos apresentam uma dispersão angular máxima de  $1.503^\circ$ ,  $1.564^\circ$  e  $1.557^\circ$ . Os multipletos correlacionados são os mesmos encontrados pela Colaboração em 2012. Portanto, ao final, os mesmos três multipletos reportados no trabalho da Colaboração Auger foram encontrados, sendo que um deles é triplamente correlacionado.

Uma vez tendo validado o procedimento que seguimos para os dados até 2010, passamos para as próximas buscas agora nos dados até 2017 e aplicando os critérios de corte discutidos na seção 4.10.

---

<sup>1</sup>Um multipletos é correlacionado quando dois ou mais multipletos compartilham a maioria de seus eventos.

	Colaboração Auger [°]	Dissertação [°]
12-pleto	(-46.7, 13.2)	(-46.9, 13.1)
10-pleto I	(-39.9, 23.4)	(-40.1, 21.6)

Tabela 5.1: Comparação dos resultados das direções das fontes astrofísicas para os dois multipletos não correlacionados da Colaboração Auger em 2012 [1] com os resultados desta dissertação. As coordenadas da fonte estão em coordenadas galácticas.

## 5.2 Conjunto de Dados

Os dados utilizados nesta dissertação são uma combinação dos bancos de dados do Observatório Pierre Auger, incluindo eventos detectados no período de 1° de janeiro de 2004 a 31 de dezembro de 2017.

O banco de dados contém 6,199,886 eventos verticais<sup>2</sup> e 31,054 eventos horizontais<sup>3</sup>, detectados pelo Observatório Pierre Auger. Para a análise, selecionamos aqueles eventos que foram bem reconstruídos, passaram pelos cinco gatilhos e foram registrados em boas condições meteorológicas.

Para os eventos verticais, a condição de gatilho é 4T5Pos2, que significa que o detector com maior sinal tenha mais do que três estações ativas no momento da detecção e o centro reconstruído do chuveiro caia dentro de um triângulo equilátero ou isósceles formado pelas estações em torno dele.

Para os eventos horizontais, a condição de gatilho é 5T5Pos2, que significa a estação com maior sinal tenha mais do que quatro estações vizinhas ativas no momento da detecção e que o centro reconstruído do chuveiro caia dentro de um triângulo equilátero ou isósceles formado pelas estações em torno do centro.

Além das condições dos gatilhos, temos duas condições impostas para a dissertação: utilizar eventos com  $E > 20$  EeV e utilizar chuveiros com ângulo zenital menor do que 80°.

## 5.3 Multipletos Encontrados

Após os cortes, ficam 5960 eventos combinando os dois bancos de dados. A quantidade e multiplicidade dos multipletos encontrados nesta dissertação estão descritos na tabela 5.2. Em comparação ao trabalho publicado em 2012, obtivemos muito mais multipletos reconstruídos, o que era esperado visto que temos muito mais eventos. Também era esperado que não conseguíssemos reconstruir exatamente os multipletos encontrados em 2012, pelo fato das condições de corte serem diferentes e de que depois de 2012 uma nova escala de energia foi definida para os eventos, o que resulta em uma pequena variação nos valores. Entretanto, alguns dos eventos utilizados na reconstrução dos multipletos de 2012 também foram utilizados

<sup>2</sup>A versão utilizada para os dados usados nesta dissertação: *Archive\_v6r0p2\_300418*.

<sup>3</sup>A versão utilizada para os dados usados nesta dissertação: *EFIT v9r8*.

Multiplicidade	Número de multipletos reconstruídos
10-pleto	1317
11-pleto	341
12-pleto	59
13-pleto	2

Tabela 5.2: Quantidade de multipletos correlacionados e suas multiplicidades.

Multipleto	$D_u$ [ $^{\circ}$ 100 EeV]	$W_{max}$ [ $^{\circ}$ ]	Coefficiente de Correlação
Maior correlação	$8.40 \pm 0.82$	1.48	0.983
Menor dispersão	$7.78 \pm 0.97$	0.50	0.936

Tabela 5.3: Poder de deflexão  $D_u$  da fonte, coordenadas ascensão reta e declinação reconstruídas da fonte e coeficiente de correlação para o multipleto com maior fator de correlação e para o de menor dispersão angular.

na reconstrução desta análise.

A grande maioria dos multipletos encontrados nessa dissertação são dependentes e precisam ser filtrados para encontrarmos somente os multipletos independentes. O processo de agrupamento será realizado identificando as direções das fontes astrofísicas dos multipletos e quais eventos os compõem.

Para isto, precisamos determinar as direções das fontes astrofísicas dos 1719 multipletos dependentes. Para descrever o processo utilizado, mostramos dois multipletos: o primeiro com maior coeficiente de correlação e o segundo com menor dispersão angular encontrada. As figuras 5.1 e 5.2 mostram, respectivamente, o ajuste linear em um gráfico da direção de deflexão da fonte  $u$  pelo inverso da energia  $1/E$  e da dispersão angular em relação ao plano tangente  $(u, w)$  para os dois multipletos. A incerteza na energia reconstruída de um evento é 14% e a resolução angular tem incerteza de  $0.9^{\circ}$ , o que ocasiona uma incerteza em  $u$  de  $0.6^{\circ}$ . Para mais informações sobre como calcular as incertezas na resolução angular, veja o apêndice C. As informações sobre: o coeficiente da regressão linear ( $D_u$ ), as coordenadas da fonte, o coeficiente de correlação e a dispersão angular máxima dos dois multipletos estão expressos na tabela 5.3.

Após repetir o cálculo de reconstrução de todos os 1719 multipletos dependentes, foi observado que grande maioria dos multipletos encontrados são dependentes e compartilham mais de 80% dos seus eventos, o que nos informa que eles são provenientes da mesma fonte astrofísica.

Precisamos de um método de unir os multipletos dependentes para ficar somente com multipletos independentes.

Faremos o processo em duas etapas. A primeira será um ajuste grosso, no qual separaremos os 1719 multipletos em grupos, usando o critério de cada grupo ter os quatro eventos mais energéticos iguais. O motivo foi preservar a ideia dos candidatos a multipletos, já que com os quatro primeiros eventos podemos traçar uma direção da fonte e ter uma noção

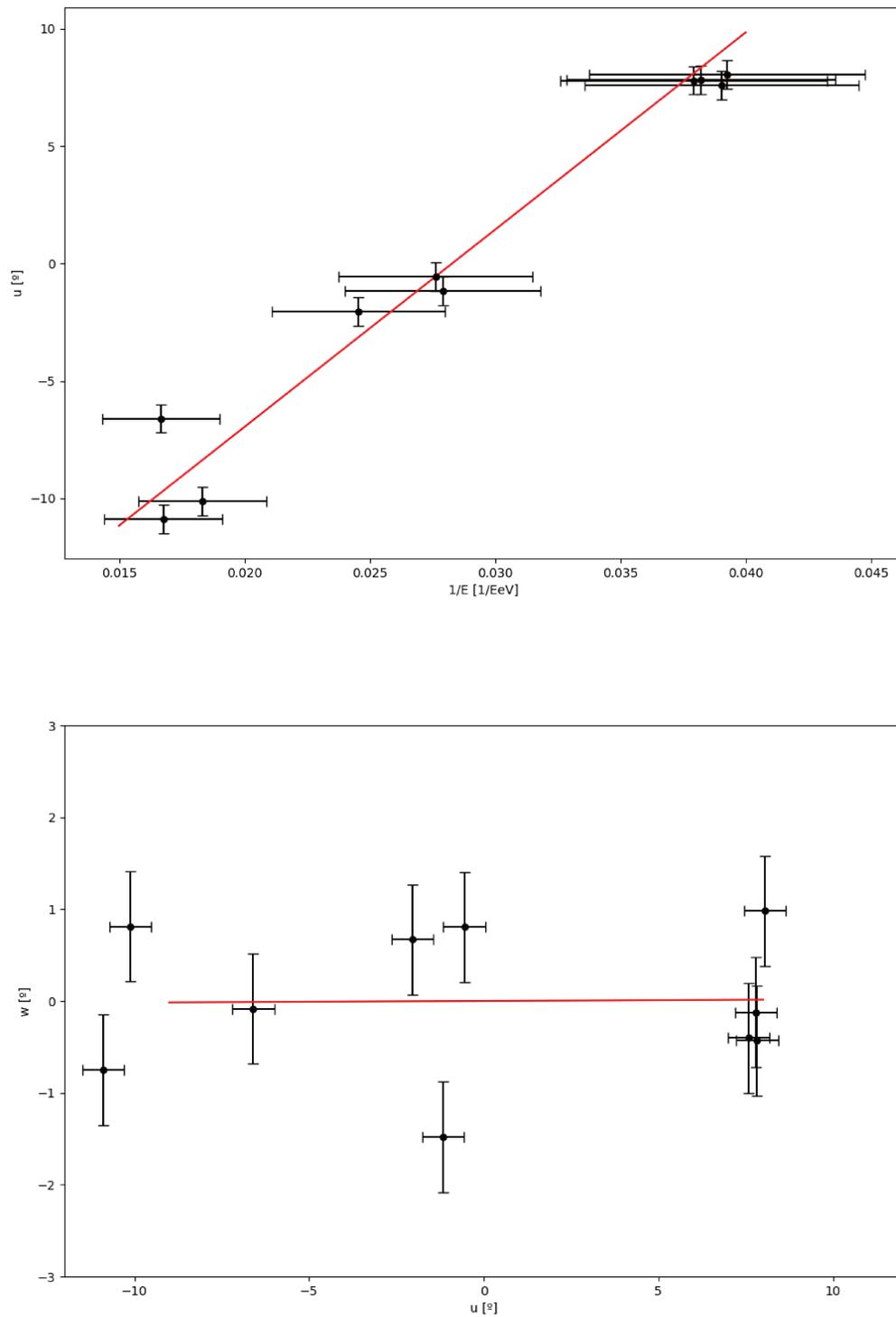


Figura 5.1: Multipletto de maior coeficiente de correlação encontrado (0.983). *Acima*: coordenada  $u$  e o inverso da energia dos eventos que compõem o multipletto. *Abaixo*: relação entre as coordenadas  $u$  e  $w$  dos eventos que compõem o multipletto no plano tangente à esfera.

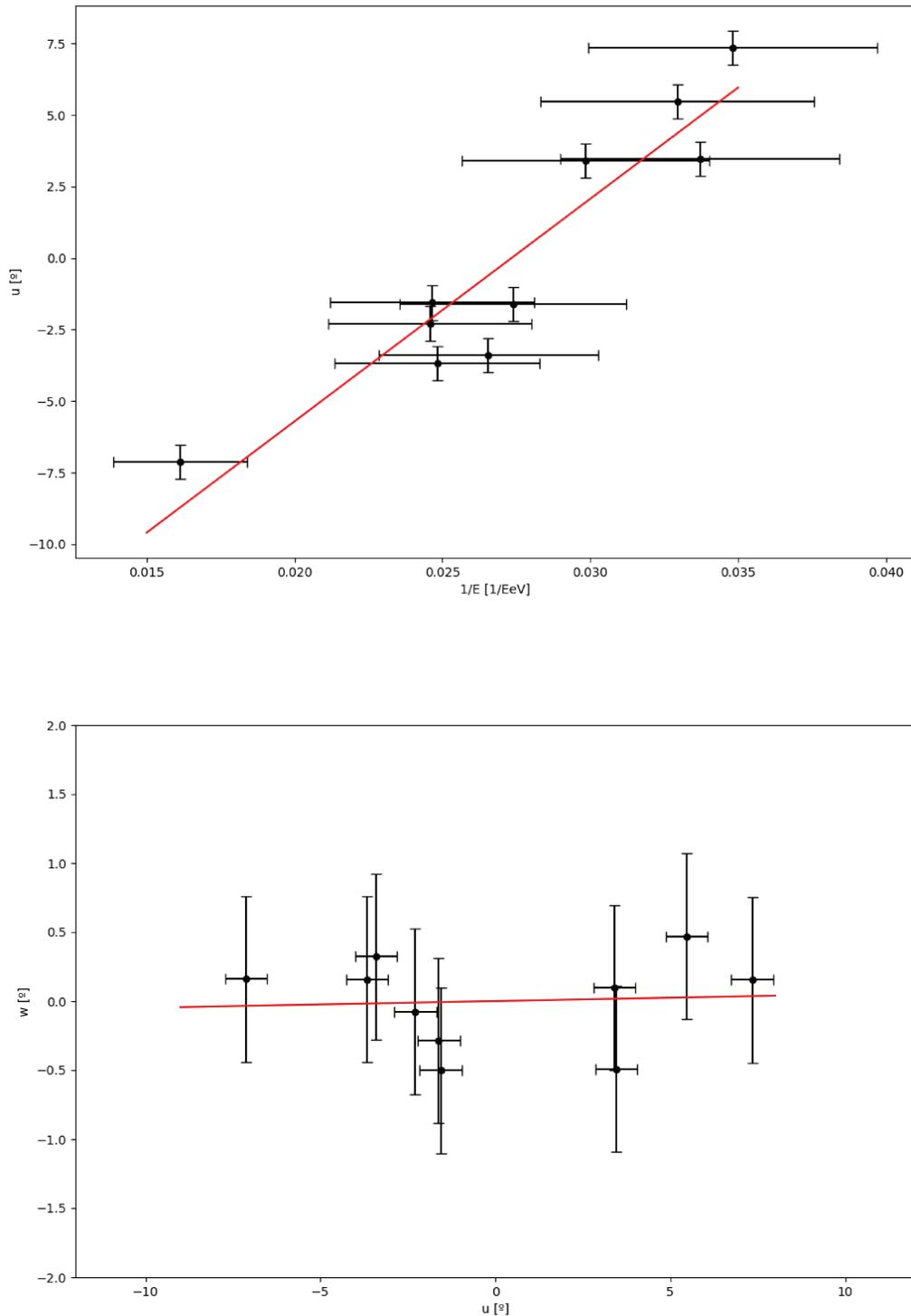


Figura 5.2: Multipletto de menor dispersão angular encontrado ( $0.503^\circ$ ). *Acima*: coordenada  $u$  e o inverso da energia dos eventos que compõem o multipletto. *Abaixo*: relação entre as coordenadas  $u$  e  $w$  dos eventos que compõem o multipletto no plano tangente à esfera.

aproximada do poder de deflexão da mesma.

Após o ajuste grosso, obtemos 67 grupos de multipletos possuindo os mesmos quatro eventos mais energéticos. A direção da fonte de cada grupo foi calculada utilizando a média aritmética das direções das fontes dos multipletos integrantes do grupo. Vale ressaltar novamente que estamos em geometria esférica.

Mesmo após aplicar o ajuste grosso, percebemos que ainda existiam multipletos dependentes e precisamos fazer um novo ajuste, aqui chamando de ajuste fino. O ajuste fino foi realizado olhando para cada um dos 67 grupos e comparando seus eventos em comum e as direções da fonte. O resultado dessa etapa está expresso na tabela 5.4.

De acordo com a tabela, percebemos que dos 67 grupos, 18 multipletos são independentes e apontam para direções independentes, portanto não serão unidos. Doze multipletos podem ser unidos em 6 grupos de 2 integrantes. Seis multipletos podem ser unidos em 2 grupos de 3 integrantes. Doze multipletos podem ser unidos em 3 grupos de 4 integrantes. Cinco multipletos podem ser unidos em 1 grupo de 5 integrantes. Por fim, 14 multipletos podem ser unidos em 2 grupos de 7 integrantes. No total, ficam 32 grupos de multipletos distintos e, portanto, 32 candidatas a fontes astrofísicas distintas. As direções das candidatas as fontes astrofísicas distintas foram calculadas utilizando a média das direções das candidatas a fontes que as formam.

O processo de filtragem é mostrado nas figuras 5.3 (sem ajuste), 5.4 (com ajuste grosso) e 5.5 (com ajuste fino). Podemos ver que algumas candidatas a fontes independentes reconstruídas são próximas de Centaurus A, que é um indício de que naquela região pode existir alguma fonte de raios cósmicos ultraenergéticos. Podemos também notar que reconstruímos fontes próximas às fontes reconstruídas em 2012, mesmo utilizando critérios levemente diferentes, como, por exemplo, para a energia e a dispersão angular máxima permitida.

A tabela 5.5 nos informa o número de multipletos que originaram cada uma das 32 candidatas a fontes astrofísicas independentes com suas respectivas direções em coordenadas galáticas e o poder de deflexão da fonte com sua incerteza. O poder de deflexão da fonte foi calculado utilizando as médias do poder de deflexão, obtido através da equação 4.11, de maneira análoga ao feito com as direções das fontes astrofísicas. A incerteza do poder de deflexão foi retirado da incerteza da regressão linear utilizando o método da distância ortogonal de regressão (ODR, em inglês *Orthogonal Distance Regression*) [118], que contabiliza a incerteza em ambas as variáveis (energia e direção angular) ao calcular a regressão. Podemos perceber que existem regiões onde há uma concentração muito alta de multipletos.

Índice	longitude ( $\ell$ ) [°]	latitude ( $b$ ) [°]	Índice	longitude ( $\ell$ ) [°]	latitude ( $b$ ) [°]
1	-106.53	-31.76	26-A	-33.53	9.41
2	-99.24	-12.98	26-B	-36.34	9.16
3	-69.31	-20.99	26-C	-35.93	9.38
4	-63.92	8.34	27-A	-82.46	-43.09
5	-63.63	-64.94	27-B	-82.32	-43.37
6	-57.22	40.73	27-C	-82.02	-43.30
7	-37.99	-85.25	27-D	-81.15	-44.87
8	16.21	-26.63	28-A	-67.12	-36.56
9	-65.56	7.30	28-B	-65.26	-35.16
10	-77.18	12.85	28-C	-65.25	-36.19
11	-74.26	9.00	28-D	-64.51	-36.47
12	-66.24	-8.44	29-A	-50.69	8.12
13	-57.53	-11.10	29-B	-49.38	13.04
14	-41.43	-34.63	29-C	-48.73	12.35
15	-26.33	-52.98	29-D	-48.63	13.28
16	-37.00	-22.69	30-A	-71.14	-8.78
17	-42.49	-18.53	30-B	-71.07	-8.46
18	-42.00	5.35	30-C	-68.85	-6.84
19-A	-90.53	-3.60	30-D	-68.78	-7.21
19-B	-89.84	-3.60	30-E	-68.69	-7.05
20-A	-76.36	-6.20	31-A	-34.27	-30.87
20-B	-76.23	-5.46	31-B	-34.24	-31.87
21-A	-74.49	-40.37	31-C	-34.01	-31.11
21-B	-74.40	-40.58	31-D	-32.60	-31.03
22-A	-54.64	27.09	31-E	-32.53	-31.29
22-B	-54.54	26.90	31-F	-32.48	-31.01
23-A	-51.59	-18.12	31-G	-31.76	-31.47
23-B	-49.02	-20.93	32-A	-63.19	-3.15
24-A	-39.16	20.62	32-B	-63.13	-3.97
24-B	-38.09	25.80	32-C	-61.65	-3.24
25-A	-76.15	-52.39	32-D	-61.63	0.20
25-B	-76.15	-53.34	32-E	-61.33	-3.88
25-C	-70.68	-55.83	32-F	-61.27	-4.36
			32-G	-61.01	-4.11

Tabela 5.4: 67 grupos de múltiplos e as direções reconstruídas das candidatas a fontes em coordenadas galácticas. O índice mostra quais grupos irão se fundir após o ajuste fino.

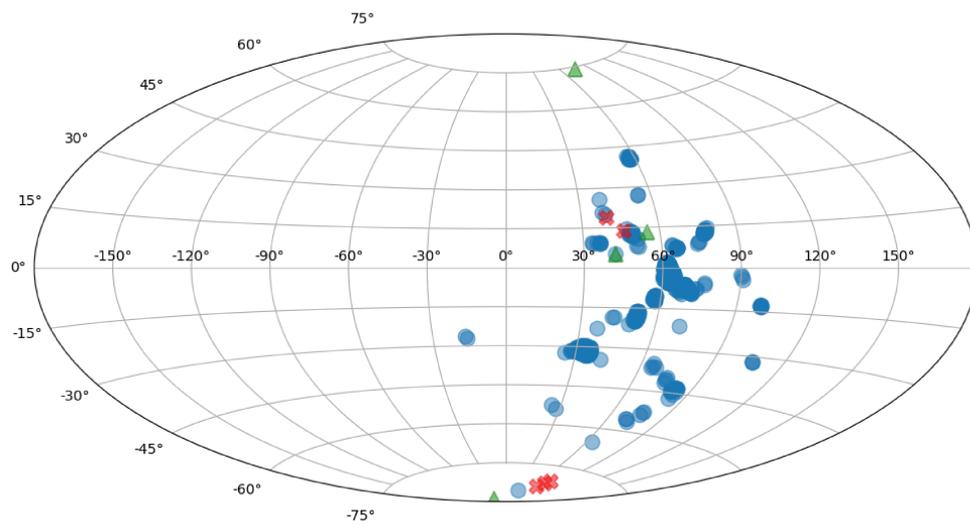


Figura 5.3: Projeção em Aitoff. Em vermelho: resultados obtidos em 2012 pela Colaboração Auger [1]. Em verde de cima para baixo: M87, núcleo de Centaurus A, NGC 4945 e NGC 253. Em azul: as direções das 1719 candidatas a fontes astrofísicas dependentes, sem aplicar o processo de filtragem. O sistema de coordenadas é o galáctico.

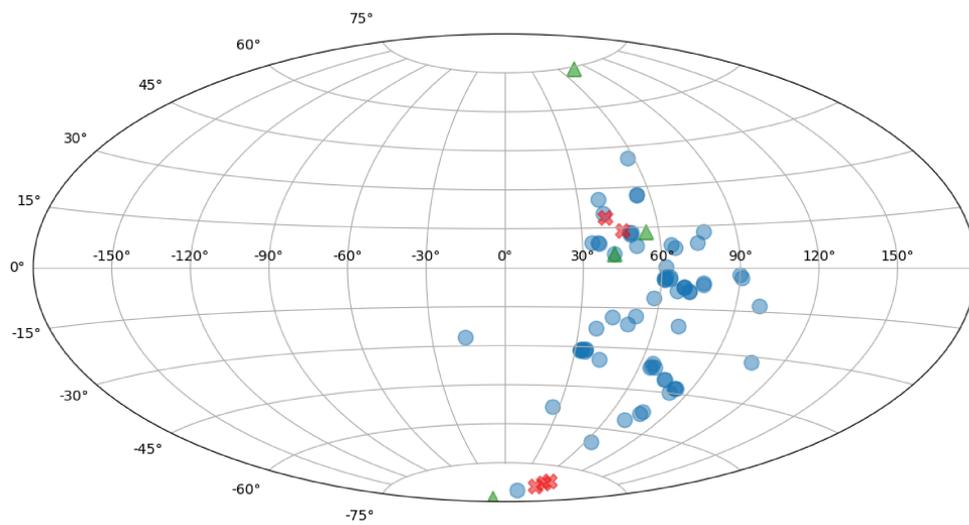


Figura 5.4: Projeção em Aitoff. Em vermelho: resultados obtidos em 2012 pela Colaboração Auger [1]. Em verde de cima para baixo: M87, núcleo de Centaurus A, NGC 4945 e NGC 253. Em azul: as direções das 67 candidatas a fontes astrofísicas dependentes, aplicando o processo de ajuste grosso. O sistema de coordenadas é o galáctico.

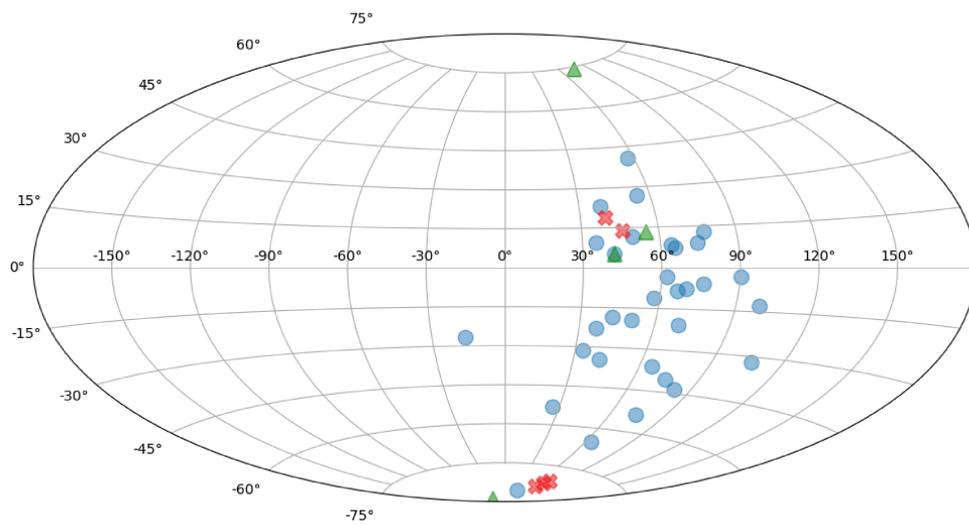


Figura 5.5: Projeção em Aitoff. Em vermelho: resultados obtidos em 2012 pela Colaboração Auger [1]. Em verde de cima para baixo: M87, núcleo de Centaurus A, NGC 4945 e NGC 253. Em azul: as direções das 32 candidatas a fontes astrofísicas independentes, após aplicar o processo de ajuste fino. O sistema de coordenadas é o galáctico.

Índice	número de multipletos	longitude ( $\ell$ ) [°]	latitude ( $b$ ) [°]	$D_u$ [°100 EeV]	$\Delta D_u$ [°100 EeV]
1	3	-106.53	-31.76	3.905	0.346
2	7	-99.24	-12.98	8.451	1.647
3	1	-69.31	-20.99	5.840	0.851
4	2	-63.92	8.34	6.800	0.899
5	1	-63.63	-64.94	5.916	0.846
6	16	-57.22	40.73	6.362	0.682
7	1	-37.99	-85.25	8.436	1.608
8	2	16.21	-26.63	8.313	1.345
9	37	-77.18	12.85	12.225	2.522
10	11	-65.56	7.30	5.685	0.576
11	3	-74.26	9.00	5.747	0.517
12	5	-66.24	-8.44	7.225	1.043
13	21	-57.53	-19.53	9.988	1.532
14	1	-41.43	-34.63	4.305	0.583
15	2	-26.33	-52.98	9.182	1.121
16	1	-37.01	-22.69	8.426	1.162
17	2	-42.49	-18.53	7.610	1.011
18	1	-42.00	5.36	6.686	0.819
19	3	-90.19	-3.09	7.119	0.900
20	2	-76.29	-5.83	6.355	0.769
21	4	-74.45	-40.48	9.770	1.337
22	2	-54.59	27.00	6.699	0.871
23	56	-50.32	-19.53	5.945	0.775
24	3	-38.63	23.21	8.777	1.047
25	6	-74.38	-53.88	7.457	0.808
26	7	-35.27	9.32	8.587	1.332
27	15	-81.99	-43.66	7.675	0.896
28	4	-65.53	-36.10	8.106	1.104
29	25	-49.37	11.70	8.463	1.348
30	192	-69.70	-7.67	4.976	0.674
31	1001	-33.13	-31.24	9.238	1.394
32	282	-61.89	-3.22	7.982	0.975

Tabela 5.5: Relacionando o índice da reconstrução das candidatas a fontes astrofísicas independentes com a quantidade de multipletos que a origina, as coordenadas galácticas das fontes e o poder de deflexão da mesma.

## Capítulo 6

### Conclusão

Esta dissertação teve o objetivo de procurar possíveis fontes de raios cósmicos através do método de procura de multipletos.

A busca por multipletos se deu em duas etapas. A primeira utilizou somente eventos com energia acima de 35 EeV e contidos em regiões de abertura de  $15^\circ$  em torno de cada um dos eventos com energia acima de 45 EeV. Na segunda etapa, incluímos todos os eventos com energias acima de 25 EeV e restringimos a região de busca para  $10^\circ$  em torno de cada um dos eventos com energia acima de 45 EeV.

O conjunto de dados utilizado engloba todos os períodos de operação do Observatório desde seu início em 1º de janeiro de 2004 até 31 de dezembro de 2017, registrando 5960 eventos satisfazendo os critérios de seleção adotados no trabalho.

Para limitar a ocorrência de multipletos gerados pelo fato de eventos estarem alinhados ao acaso, utilizamos somente multipletos com 10 ou mais eventos, já que a probabilidade de um alinhamento ocorrer ao acaso é bem baixa, cerca de 1%.

A busca de multipletos desta dissertação, utilizando os mesmos critérios e o mesmo conjunto de dados que a Colaboração Auger utilizou em 2012 [1], reproduziu os mesmos resultados de 2012.

Com os eventos selecionados, em uma primeira análise, foram encontrados 1719 multipletos. Como muitos dos multipletos encontrados compartilham eventos entre si, aplicamos um processo de filtragem com a finalidade de encontrar as direções de suas possíveis fontes astrofísicas.

Foram realizadas duas filtrações: o ajuste grosso, no qual o critério foi separar os multipletos que possuíam os quatro eventos mais energéticos iguais em grupos. Aplicando este critério, resultaram 67 grupos. Vimos que essa filtragem não foi suficiente para que os multipletos resultantes fossem totalmente independentes. Então, realizamos uma segunda filtragem: o ajuste fino, no qual o critério foi olhar para os quatro eventos mais energéticos, as direções das fontes astrofísicas e separar em grupos aqueles que compartilham diversos eventos e tenham as direções estimadas das suas possíveis fontes próximas, dentro de uma região angular

de abertura  $6^\circ$ .

Após os dois ajustes, obtivemos 32 candidatas a fontes astrofísicas independentes dentro do campo de visão do observatório. As reconstruções das direções das fontes nos indicam regiões de possíveis fontes de raios cósmicos. Consultando o catálogo Swift-BAT [119], podemos encontrar alguns objetos astrofísicos conhecidos que podem ser candidatos a essas fontes. Por exemplo, algumas fontes astrofísicas encontradas estão localizadas perto da região de Centaurus A e NGC 4945.

No conjunto de dados atuais, não foram recriados os multipletos encontrados pela Colaboração no trabalho publicado em 2012 [1] devido ao fato de que os critérios de seleção foram modificados em razão do número maior de eventos coletados pelo Observatório e a escala de energia ter sido aprimorada. Entretanto, parte dos multipletos antigos foram reconstruídos nos novos multipletos. Conseguimos reconstruir as direções de fontes astrofísicas próximas daquelas em 2012.

A análise desta dissertação não é uma versão definitiva do assunto, devendo ser repetida no futuro quando a exposição do Observatório for maior e, conseqüentemente, existirem mais dados, com o objetivo de verificar se o padrão de aglomeração das fontes se mantém ou se desfaz.

---

## Bibliografía

- [1] P Abreu, M Aglietta, E J Ahn, I F M Albuquerque, D Allard, I Allekotte, J Allen, P Allison, J Alvarez Castillo, J Alvarez-Muñiz, et al. Search for signatures of magnetically-induced alignment in the arrival directions measured by the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 35(6):354–361, 2012.
- [2] C Coulomb. Troisième Mémoire sur l'Électricité et le Magnétisme. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de Paris*, páginas:612–638, 1785.
- [3] W Crookes. On Electrical Insulation in High Vacua. *Proc. Roy. Soc. of London*, 28:347–352, 1879.
- [4] E Rutherford and S J Allen. LXXV. Excited radioactivity and ionization of the atmosphere. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(24):704–723, 1902.
- [5] K Kurz. Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre. *Phys. Z.*, 10:834–845, 1909.
- [6] T Wulf. Über den Ursprung der in der Atmosphäre vorhandenen  $\gamma$  Strahlung. *Phys. Z.*, 10:997–1003, 1909.
- [7] D Pacini. La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque. *Il Nuovo Cimento*, 3(1):93–100, 1912.
- [8] V F Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Phys. Z.*, 13:1084–1091, 1912.
- [9] W Kolhörster. Über eine Neukonstruktion des Apparates zur Messung der durchdringenden Strahlung nach Wulf und die damit bisher gewonnenen Ergebnisse. *Phys. Z.*, 14:1066–1069, 1913.
- [10] 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(5):851–868, 1926.

- 
- [11] R A Millikan and G H Cameron. A more accurate and more extended cosmic-ray ionization-depth curve, and the present evidence for atom-building. *Physical Review*, 37(3):235–252, 1931.
- [12] A Piccard and M Cosyns. Étude du rayonnement cosmique en grande altitude. *Comptes Rendus*, 195:604–606, 1932.
- [13] G Wataghin, M D de Souza Santos, and P A Pompeia. Simultaneous Penetrating Particles in the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 57:61–61, 1940.
- [14] P Auger and R Maze. Les grandes gerbes cosmiques de l’atmosphère. *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.*, 207:228–230, 1938.
- [15] P Auger, P Ehrenfest, R Maze, J Daudin, and R A Fréon. Extensive cosmic-ray showers. *Reviews of Modern Physics*, 11(3-4):288–291, 1939.
- [16] The Auger contribution to AMON. <https://www.amon.psu.edu/2016/01/09/the-auger-contribution-to-amon/>. Acessado: 24/01/2019.
- [17] J Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy  $10^{20}$  eV. *Physical Review Letters*, 10(4):146–148, 1963.
- [18] A A Penzias and R W Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142:419–421, 1965.
- [19] J W Cronin, T K Gaisser, and S P Swordy. Cosmic rays at the energy frontier. *Scientific American*, 276(1):44–49, 1997.
- [20] S W Barwick, J J Beatty, A Bhattacharyya, C R Bower, C J Chaput, S Coutu, G A De Nolfo, J Knapp, D M Lowder, S McKee, et al. Measurements of the cosmic-ray positron fraction from 1 to 50 GeV. *The Astrophysical Journal Letters*, 482(2):L191–194, 1997.
- [21] T Antoni, W D Apel, A F Badea, K Bekk, K Bernlöhr, H Blümer, E Bollmann, H Bozdog, I M Brancus, C Büttner, et al. Muon density measurements with the KASCADE central detector. *Astroparticle Physics*, 16(4):373–386, 2002.
- [22] T Antoni, W D Apel, A F Badea, K Bekk, A Bercuci, J Blümer, H Bozdog, I M Brancus, A Chilingarian, K Daumiller, et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24(1-2):1–25, 2005.
- [23] W D Apel, J C Arteaga-Velázquez, K Bekk, M Bertaina, J Blümer, H Bozdog, IM Brancus, P Buchholz, E Cantoni, Andrea Chiavassa, et al. Kneelike structure in the spectrum

- 
- of the heavy component of cosmic rays observed with KASCADE-Grande. *Physical Review Letters*, 107(17):171104, 2011.
- [24] A Letessier-Selvon and T Stanev. Ultrahigh energy cosmic rays. *Reviews of Modern Physics*, 83:907–942, July 2011.
- [25] M Takeda, N Hayashida, K Honda, N Inoue, K Kadota, F Kakimoto, K Kamata, S Kawaguchi, Y Kawasaki, N Kawasumi, et al. Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff. *Physical Review Letters*, 81(6):1163–1166, 1998.
- [26] M Takeda, N Sakaki, K Honda, M Chikawa, M Fukushima, N Hayashida, N Inoue, K Kadota, F Kakimoto, K Kamata, et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array Experiment. *Astroparticle Physics*, 19(4):447–462, 2003.
- [27] R U Abbasi, T Abu-Zayyad, J F Amman, G Archbold, R Atkins, J A Bellido, K Belov, J W Belz, SY Ben Zvi, D R Bergman, et al. Observation of the ankle and evidence for a high-energy break in the cosmic ray spectrum. *Physics Letters B*, 619(3-4):271–280, 2005.
- [28] J Abraham, P Abreu, M Aglietta, E J Ahn, D Allard, J Allen, J Alvarez-Muñiz, M Ambrosio, L Anchordoqui, S Andringa, and et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory. *Physics Letters B*, 685:239–246, 2010.
- [29] M Aguilar, J Alcaraz, J Allaby, B Alpat, G Ambrosi, H Anderhub, L Ao, A Arefiev, P Azzarello, E Babucci, et al. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I—results from the test flight on the space shuttle. *Physics Reports*, 366(6):331–405, 2002.
- [30] P Sokolsky. *Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics*. CRC Press, 1989.
- [31] M DuVernois et al. Detector Considerations for a HAWC Southern Observatory. *arXiv:1508.03669*, 2015.
- [32] T Pierog, I Karpenko, J M Katzy, E Yatsenko, and K Werner. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. *Physical Review C*, 92(3):034906, 2015.
- [33] S Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. *Physical Review D*, 83(1):014018, 2011.
- [34] F Riehn, H P Dembinski, R Engel, A Fedynitch, T K Gaisser, and T Stanev. The hadronic interaction model Sibyll 2.3 c and Feynman scaling. *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference, Bexco, Busan, Korea, 2017, PoS(ICRC2017)301*.

- 
- [35] K Gaisser and A M Hillas. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. In *Proceedings 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv*, volume 8, pages 353–356, 1977.
- [36] A Aab, P Abreu, M Aglietta, EJ Ahn, I Al Samarai, I F M Albuquerque, I Allekotte, J Allen, P Allison, A Almela, et al. Depth of Maximum of Air-Shower Profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements at Energies above  $10^{17.8}$  eV. *Physical Review D*, 90:122005, 2014.
- [37] J Bellido. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements above  $10^{17.2}$  eV and composition implications. *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference, Bexco, Busan, Korea, 2017, PoS(ICRC2017)506*.
- [38] Air shower (physics). [https://en.wikipedia.org/wiki/Air\\_shower\\_\(physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Air_shower_(physics)). Acessado: 28/01/2019.
- [39] Celestial Sphere. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/eclip.html>. Acessado: 28/02/2019.
- [40] Galactic Coordinate System. [http://coolcosmos.ipac.caltech.edu/cosmic\\_classroom/cosmic\\_reference/coordsys.html](http://coolcosmos.ipac.caltech.edu/cosmic_classroom/cosmic_reference/coordsys.html). Acessado: 30/04/2019.
- [41] K Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16(17):748–750, 1966.
- [42] G T Zatsepin and V A Kuz'min. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, 4(3):78–80, 1966.
- [43] M Nagano and A A Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Reviews of Modern Physics*, 72(3):689–732, 2000.
- [44] S Yoshida. *Ultra-high energy particle astrophysics*. Nova Publishers Inc, 2003.
- [45] T Stanev. Ultra high energy cosmic rays. *AIP Conference Proceedings*, 698:357–361, 2004.
- [46] V L Ginzburg and S I Syrovatskii. *The Origin of Cosmic Rays*. Elsevier Ltd., 1964.
- [47] A M Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22(1):425–444, 1984.
- [48] D F Torres and L A Anchordoqui. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. *Reports on Progress in Physics*, 67(9):1663–1730, 2004.
- [49] T Stanev. Ultra high energy cosmic rays: A review. *arXiv:1011.1872*, 2010.

- 
- [50] K Kotera and A V Olinto. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49:119–153, 2011.
- [51] N K Glendenning. *Compact stars: Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [52] E Boldt and P Ghosh. Cosmic rays from remnants of quasars? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307(3):491–494, 1999.
- [53] C J Cesarsky. Cosmic rays with  $E > 10^{19}$  eV: Origin and transport. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 28(2):51–60, 1992.
- [54] P L Biermann. Powerful radio galaxies as sources of the highest energy cosmic rays. *AIP Conference Proceedings*, 433:22–36, 1998.
- [55] M Ahlers, L A Anchordoqui, J K Becker, T K Gaisser, F Halzen, D Hooper, S R Klein, P Mészáros, S Razzaque, S Sarkar, et al. Neutrinos on the rocks (the Ice-Cube Yellow Book). Technical report, FERMILAB-FN-0847-A, YITP-SB-10-01, 2010.
- [56] P Bhattacharjee and G Sigl. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. *Physics Reports*, 327(3-4):109–247, 2000.
- [57] K C Wali. Introduction to grand unified theories. In *Gravitation, Gauge Theories and the Early Universe*, pages 237–280. Springer, 1989.
- [58] V Berezhinsky, M Kachelriess, and A Vilenkin. Ultrahigh energy cosmic rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. *Physical Review Letters*, 79(22):4302–4305, 1997.
- [59] K V Ptitsyna and S V Troitsky. Physical conditions in potential accelerators of ultra-high-energy cosmic rays: updated Hillas plot and radiation-loss constraints. *Physics-Uspekhi*, 53(7):691–701, 2010.
- [60] M Bustamante, P Jez, J A Monroy Montañez, G Carrillo Montoya, G L Romeo, F Padilla Cabal, J A Duarte Chavez, U J Saldaña-Salazar, M Pino Rozas, M Velasquez, et al. Proceedings of the 5th CERN - Latin-American School of High-Energy Physics, Recinto Quirama (Medellin), Antioquia, Colombia, 15 - 28 Mar 2009. pages 533–540, (CERN-2010-001).
- [61] M Nagano and F Takahara. *Astrophysical Aspects Of The Most Energetic Cosmic Rays- Proceedings of the ICRR International Symposium, Kofu, Japan, 26 – 29 November 1990*. World Scientific, 1991.
- [62] E Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical Review*, 75(8):1169–1174, 1949.

- 
- [63] R J Protheroe and R W Clay. Ultra high energy cosmic rays. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 21(1):1–22, 2004.
- [64] W I Axford, E Leer, and G Skadron. The acceleration of cosmic rays by shock waves, Proc. of the 15th International Cosmic Ray Conference. *Plovdiv, Bulgária*, 11:132–137, 1977.
- [65] L Bergström and A Goobar. *Cosmology and particle astrophysics*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [66] M S Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [67] T J Weiler. Cosmic-ray neutrino annihilation on relic neutrinos revisited: a mechanism for generating air showers above the Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. *Astroparticle Physics*, 11:303–316, 1999.
- [68] D Fargion, P Oliva, and O Lanciano. UHE cosmic rays and neutrinos showering on planet edges. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 165:207–214, 2007.
- [69] P Abreu, M Aglietta, M Ahlers, E J Ahn, I F M Albuquerque, D Allard, I Allekotte, J Allen, P Allison, A Almela, et al. Search for ultrahigh energy neutrinos in highly inclined events at the Pierre Auger Observatory. *Physical Review D*, 84(12):122005, 2011.
- [70] A Aab, P Abreu, M Aglietta, I Al Samarai, I F M Albuquerque, I Allekotte, A Almela, J A Castillo, J Alvarez-Muñiz, G A Anastasi, et al. Spectral calibration of the fluorescence telescopes of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 95:44–56, 2017.
- [71] The Pierre Auger Observatory. <http://www.auger.org>. Acessado: 28/01/2019.
- [72] P A Cherenkov. Visible emission of clean liquids by action of  $\gamma$  radiation. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 2:451–455, 1934.
- [73] X Bertou, P S Allison, C Bonifazi, P Bauleo, C M Grunfeld, M Aglietta, D Barnhill, J J Beatty, N Busca, A Creusot, D Dornic, A Etchegoyen, A Filevitch, P L Ghia, I Lhenry-Yvon, M C Medina, E Moreno, D Nitz, T Ohnuki, S Ranchon, H Salazar, T Suomijarvi, D Supanitsky, A Tripathi, M Urban, and L Villasenor. Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 568:839–846, 2006.
- [74] A Aab, P Abreu, M Aglietta, M Ahlers, E J Ahn, I Al Samarai, I F M Albuquerque, I Allekotte, J Allen, P Allison, et al. Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(08):019, 2014.

- 
- [75] I Valino, J Alvarez-Muniz, M Roth, R A Vazquez, and E Zas. Characterisation of the electromagnetic component in ultra-high energy inclined air showers. *Astroparticle Physics*, 32(6):304–317, 2010.
- [76] D Allard, E Armengaud, I Allekotte, P Allison, J Aublin, M Ave, P Bauleo, J Beatty, T Beau, X Bertou, et al. The trigger system of the Pierre Auger Surface Detector: operation, efficiency and stability. *arXiv preprint astro-ph/0510320*, 2005.
- [77] J Abraham, M Aglietta, I C Aguirre, M Albrow, D Allard, I Allekotte, P Allison, J Alvarez Muniz, M G Do Amaral, M Ambrosio, et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 523(1-2):50–95, 2004.
- [78] T H J Mathes (Pierre Auger Collaboration). The HEAT telescopes of the Pierre Auger Observatory: status and first data. *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China*, 3:153–156, 2011.
- [79] B B Siffert. Anisotropia de raios cósmicos de altíssimas energias no Observatório Pierre Auger. Tese de Doutorado, Instituto de Física, UFRJ, 2008.
- [80] P Sommers. Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory. *Astroparticle Physics*, 14(4):271–286, 2001.
- [81] D P Selmi-Dei. O campo magnético da Via Láctea e a composição química dos raios cósmicos detectados no Observatório Pierre Auger. Tese de Doutorado, IFGW, UNICAMP, 2012.
- [82] B R Dawson and Pierre Auger Collaboration. Hybrid performance of the Pierre Auger Observatory. *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Merida Mexico, July 2007*, *arXiv: 0706.1105*, 2007.
- [83] A Aab, P Abreu, M Aglietta, E J Ahn, I Al Samarai, J N Albert, I F M Albuquerque, I Allekotte, J Allen, P Allison, et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 798:172–213, 2015.
- [84] D Newton, J Knapp, and A A Watson. The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower. *Astroparticle Physics*, 26(6):414–419, 2007.
- [85] V Verzi for the Pierre Auger. Measurement of the energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays using the Pierre Auger Observatory. *Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference, Madison, EUA, 2019, PoS(ICRC2019)*, 450.

- 
- [86] A Coleman for the Pierre Auger. Measurement of the cosmic ray flux near the second knee with the Pierre Auger Observatory. *Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference, Madison, EUA, 2019, PoS(ICRC2019)*, 225.
- [87] R Pesce and Pierre Auger Collaboration. Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory: an update. *Proc. 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China 2011*, 2:214–217, 2011.
- [88] C Bonifazi and Pierre Auger Collaboration. The angular resolution of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 190:20–25, 2009.
- [89] F Fenu and the Pierre Auger Collaboration. The cosmic ray energy spectrum measured using the Pierre Auger Observatory. *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference, Bexco, Busan, Korea, 2017, PoS(ICRC2017)*, 486.
- [90] A Aab, P Abreu, M Aglietta, I Al Samarai, I F M Albuquerque, I Allekotte, A Almela, J Alvarez Castillo, J Alvarez-Muñiz, G A Anastasi, et al. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above  $8 \times 10^{18}$  eV. *Science*, 357(6357):1266–1270, 2017.
- [91] P Erdogdu et al. The Dipole anisotropy of the 2 Micron All-Sky Redshift Survey. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 368:1515–1526, 2006.
- [92] R Jansson and G R Farrar. A New Model of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 757(1):14, 2012.
- [93] P Mészáros, A Watson, and E Waxman. Astrophysics of ultra-high energy cosmic rays, photons, and neutrinos. In *KITP Miniprogram: Astrophysics of Ultra-High Energy Cosmic Rays, Photons, and Neutrinos*, 2005.
- [94] G Sigl, F Miniati, and T A Ensslin. Ultrahigh energy cosmic rays in a structured and magnetized universe. *Physical Review D*, 68(4):043002, 2003.
- [95] K Dolag, D Grasso, V Springel, and I Tkachev. Constrained simulations of the magnetic field in the local universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2005(01):009.
- [96] S Das, H Kang, D Ryu, and J Cho. Propagation of uhe protons through magnetized cosmic web. *Astrophys. J.*, 682:29–52, 2008.
- [97] E Armengaud, G Sigl, and F Miniati. Ultrahigh energy nuclei propagation in a structured, magnetized universe. *Physical Review D*, 72(4):043009, 2005.
- [98] R J Rand and S R Kulkarni. The local galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 343:760–772, 1989.

- 
- [99] H Ohno and S Shibata. The random magnetic field in the galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 262(4):953–962, 1993.
- [100] J L Han. The magnetic structure of our galaxy: a review of observations. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 4(S259):455–466, 2008.
- [101] R Beck. Galactic and extragalactic magnetic fields—a concise review. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 5(1):43–47, 2009.
- [102] J A Brown. The Magnetic Field of the Milky Way Galaxy. *ASP Conf. Ser., 2010*, 438:216–228, arXiv:1012.2932.
- [103] H Men, K Ferriere, and J L Han. Observational constraints on models for the interstellar magnetic field in the galactic disk. *Astronomy & Astrophysics*, 486(3):819–828, 2008.
- [104] J L Han. New knowledge of the galactic magnetic fields. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 175:62–69, 2008.
- [105] J L Han. The large-scale magnetic field structure of our galaxy: Efficiently deduced from pulsar rotation measures. *arXiv preprint astro-ph/0402170*, 2004.
- [106] G L Verschuur. Positive determination of an interstellar magnetic field by measurement of the Zeeman splitting of the 21-cm hydrogen line. *Physical Review Letters*, 21(11):775–778, 1968.
- [107] R H Hildebrand. Magnetic fields and stardust. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 29:327–351, 1988.
- [108] L M Widrow. Origin of galactic and extragalactic magnetic fields. *Reviews of Modern Physics*, 74(3):775–823, 2002.
- [109] G Golup. *Estudio de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de ultra-alta energía del Observatorio Pierre Auger*. PhD thesis, Universidad Nacional de Cuyo, 2012.
- [110] J L Han, R N Manchester, A G Lyne, G J Qiao, and W Van Straten. Pulsar rotation measures and the large-scale structure of the galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 642(2):868–881, 2006.
- [111] R Beck, A Shukurov, D Sokoloff, and R Wielebinski. Systematic bias in interstellar magnetic field estimates. *Astronomy & Astrophysics*, 411(2):99–107, 2003.
- [112] D Harari, S Mollerach, and E Roulet. The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum. *Journal of High Energy Physics*, 1999(08):022, 1999.
- [113] T Stanev. Ultra-high-energy cosmic rays and the large-scale structure of the galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 479(1):290–295, 1997.

- 
- [114] Trajetória raio cósmico. <http://www1.na.infn.it/wsubnucl/cosm/JemEuso/slides/CosmicOrigin.gif>). Acessado: 28/01/2019.
- [115] D Harari, S Mollerach, and E Roulet. Astrophysical magnetic field reconstruction and spectroscopy with ultra high energy cosmic rays. *Journal of High Energy Physics*, 2002(07):006, 2002.
- [116] C M Castilho. Estudo de correlações angulares entre raios cósmicos de energias ultra-altas detectados pelo Observatório Pierre Auger. Dissertação de Mestrado, IFGW, UNICAMP, 2013.
- [117] J Benesty, J Chen, Y Huang, and I Cohen. Pearson correlation coefficient. In *Noise reduction in speech processing*, pages 1–4. Springer, 2009.
- [118] P J Brown, W A Fuller, et al. *Statistical analysis of measurement error models and applications*, volume 112. American Mathematical Soc., 1990.
- [119] Swift-BAT. <https://swift.gsfc.nasa.gov/>. Acessado: 23/05/2019.
- [120] J J Binney and M Merrifield. *Galactic astronomy*, volume 9. Princeton University Press, 1998.
- [121] M A C Perryman. ESA, eds. 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. *Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission (ESA Special Publication)*, 1200.
- [122] Gaussiana 2D. [https://en.wikipedia.org/wiki/Gaussian\\_function](https://en.wikipedia.org/wiki/Gaussian_function). Acessado: 03/05/2019.

## Apêndice A

# Projeção de Pontos na Esfera Sobre o Plano Tangente

Para o cálculo dos multipletos, é conveniente realizar uma transformação do sistema de geometria esférica para geometria plana através do método de alongar os vetores unitários na esfera celeste a fim de que os mesmos toquem o plano tangente, como ilustrado na Figura A.1.

### A.1 Determinação do Centro de Direções

Primeiramente, precisamos definir como escrever um versor genérico  $\hat{R}_i$ , que representa a direção de chegada de um evento, em coordenadas equatoriais:

$$\hat{R}_i = (\cos \delta_i \cos \alpha_i, \cos \delta_i \sin \alpha_i, \sin \delta_i). \quad (\text{A.1})$$

A direção do centro de um grupo de eventos é definida como a média de suas direções e também é a origem do sistema de coordenadas no plano tangente à esfera.

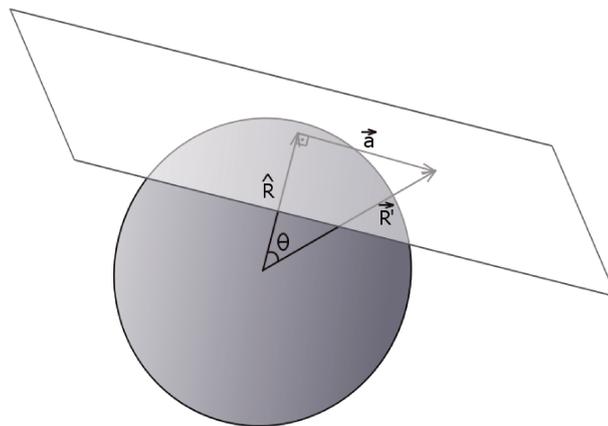


Figura A.1:  $\vec{R}_i$  foi alongado a fim de que toque o plano tangente. Representação do vetor  $\vec{a}$  contido no plano tangente à esfera.

O cálculo da direção do centro de  $N$  eventos é dado por:

$$\hat{R} = \frac{(R_x, R_y, R_z)}{\|\vec{R}\|}, \quad (\text{A.2})$$

onde as componentes são dadas por:

$$\begin{aligned} R_x &= \sum_{i=1}^N \cos \delta_i \cos \alpha_i, \\ R_y &= \sum_{i=1}^N \cos \delta_i \sin \alpha_i, \\ R_z &= \sum_{i=1}^N \sin \delta_i \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

e

$$\|\vec{R}\| = \sqrt{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2}.$$

Com a direção do centro de direções determinada, podemos projetar as direções dos eventos no plano tangente à esfera.

## A.2 Cálculo do Vetor $\vec{a}$ no Plano Tangente

Prolongaremos o vetor unitário  $\hat{R}_i$  multiplicando-o por um certo valor  $\lambda$  de modo que:  $\vec{R}'_i = \lambda \hat{R}_i$ . Aplicando a soma vetorial na Figura A.1, temos:

$$\lambda \hat{R}_i = \hat{R} + \vec{a}_i. \quad (\text{A.4})$$

Multiplicando em ambos os lados da equação A.4 pelo versor na direção do centro de direções  $\hat{R}$ , temos:

$$\begin{aligned} \hat{R} \cdot \lambda \hat{R}_i &= \hat{R} \cdot (\hat{R} + \vec{a}_i), \\ \lambda \hat{R} \cdot \hat{R}_i &= \hat{R} \cdot \hat{R} + \hat{R} \cdot \vec{a}_i, \\ \lambda \hat{R} \cdot \hat{R}_i &= 1 + 0. \end{aligned}$$

Portanto,  $\lambda$  é igual a:

$$\lambda = \frac{1}{\hat{R} \cdot \hat{R}_i}. \quad (\text{A.5})$$

Substituindo na equação A.4 e isolando  $\vec{a}_i$ , temos:

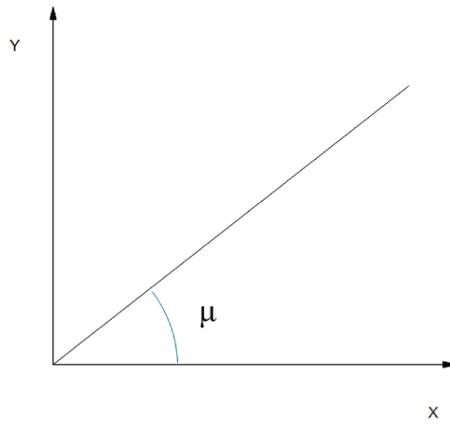


Figura A.2: Eixos X e Y no plano tangente.

$$\vec{a}_i = -\hat{R} + \frac{\hat{R}_i}{\hat{R} \cdot \hat{R}_i}. \quad (\text{A.6})$$

Pela própria construção de  $\vec{a}_i$ , sabemos que o vetor sempre pertence ao plano tangente.

### A.3 Componentes $x$ e $y$ no Plano Tangente

Para descobrir as coordenadas  $(x, y)$  do vetor  $\vec{a}_i$  no plano tangente, precisamos definir um novo sistema de eixos de coordenadas  $X$  e  $Y$  neste plano, ver figura A.2.

O método consiste em uma parametrização de superfície no centro de direções  $\hat{R}(\alpha_0, \delta_0)$

$$\hat{R} = (\cos \delta_0 \cos \alpha_0, \cos \delta_0 \sin \alpha_0, \sin \delta_0). \quad (\text{A.7})$$

O vetor  $\vec{X}$  é definido como:

$$\vec{X} = \frac{\partial \hat{R}(\alpha_0, \delta_0)}{\partial \alpha} = \frac{\partial R_x}{\partial \alpha} \vec{i} + \frac{\partial R_y}{\partial \alpha} \vec{j} + \frac{\partial R_z}{\partial \alpha} \vec{k}, \quad (\text{A.8})$$

e o vetor  $\vec{Y}$  é definido como:

$$\vec{Y} = \frac{\partial \hat{R}(\alpha_0, \delta_0)}{\partial \delta} = \frac{\partial R_x}{\partial \delta} \vec{i} + \frac{\partial R_y}{\partial \delta} \vec{j} + \frac{\partial R_z}{\partial \delta} \vec{k}, \quad (\text{A.9})$$

onde  $R_x, R_y, R_z$  são as componentes do vetor  $\vec{R}$  no sistema equatorial de coordenadas.

Para descobrir os versores  $\hat{X}$  e  $\hat{Y}$  precisamos normalizar as equações A.8 e A.9, ficando com:

$$\begin{aligned}\hat{X} &= (-\sin \alpha_0, \cos \alpha_0, 0), \\ \hat{Y} &= (-\sin \delta_0 \cos \alpha_0, -\sin \delta_0 \sin \alpha_0, \cos \delta_0).\end{aligned}\tag{A.10}$$

As coordenadas  $(x, y)$  de  $\vec{a}_i$  são obtidas a partir da projeção de  $\vec{a}_i$  nos respectivos eixos. Logo, obtemos:

$$\begin{aligned}x &= \vec{a}_i \cdot \hat{X} \\ y &= \vec{a}_i \cdot \hat{Y}.\end{aligned}\tag{A.11}$$

Escrevendo a equação A.6, com suas componentes explícitas mostradas nas equações A.1 e A.7, e multiplicando pelas equações A.10 obtemos:

$$\begin{aligned}x &= \frac{-\cos \delta_i \cos \alpha_i \sin \alpha_0 + \cos \delta_i \sin \alpha_i \cos \alpha_0}{\cos \delta_0 \cos \alpha_0 \cos \delta_i \cos \alpha_i + \cos \delta_0 \sin \alpha_0 \cos \delta_i \sin \alpha_i + \sin \delta_0 \sin \delta_i} \\ y &= \frac{-\cos \delta_i \cos \alpha_i \sin \delta_0 \cos \alpha_0 - \cos \delta_i \sin \alpha_i \sin \delta_0 \sin \alpha_0 + \sin \delta_i \cos \delta_0}{\cos \delta_0 \cos \alpha_0 \cos \delta_i \cos \alpha_i + \cos \delta_0 \sin \alpha_0 \cos \delta_i \sin \alpha_i + \sin \delta_0 \sin \delta_i},\end{aligned}\tag{A.12}$$

que correspondem às equações A.11 escritas na forma extensa.

Por fim, conseguimos escrever as coordenadas  $(x, y)$  do vetor  $\vec{a}_i$  no plano tangente em função das coordenadas equatoriais esféricas através das equações A.12.

## Apêndice B

### Reconstrução das Coordenadas da Fonte

Chamando  $(u_s, w_s)$  as coordenadas  $(u, w)$  da fonte, aplicamos a matriz de rotação inversa a fim de descobrir o  $(x_s, y_s)$ :

$$\begin{aligned}x_s &= u_s \cos \mu - w_s \sin \mu, \\y_s &= u_s \sin \mu + w_s \cos \mu.\end{aligned}\tag{B.1}$$

Para o nosso caso,  $w_s = 0$ , temos

$$\begin{aligned}x_s &= u_s \cos \mu, \\y_s &= u_s \sin \mu.\end{aligned}\tag{B.2}$$

Então

$$\vec{a}_s = x_s \hat{X} + y_s \hat{Y}.\tag{B.3}$$

Escrevendo  $\vec{a}_s$  na forma extensa

$$\vec{a}_s = (-x_s \sin \alpha_0 - y_s \sin \delta_0 \cos \alpha_0, x_s \cos \alpha_0 - y_s \sin \delta_0 \sin \alpha_0, y_s \cos \delta_0).\tag{B.4}$$

#### B.1 Coordenadas Equatoriais da Fonte

Tendo em mãos o valor de  $\vec{a}_s$ , conseguimos tirar da figura [A.1](#)

$$\vec{R}'_s = \hat{R} + \vec{a}_s,\tag{B.5}$$

onde  $\hat{R}$  é dado por [A.7](#). Na forma extensa,

$$\begin{aligned}
R'_{sx} &= \cos \delta_0 \cos \alpha_0 - x_s \sin \alpha_0 - y_s \sin \delta_0 \cos \alpha_0, \\
R'_{sy} &= \cos \delta_0 \sin \alpha_0 + x_s \cos \alpha_0 - y_s \sin \delta_0 \sin \alpha_0, \\
R'_{sz} &= \sin \delta_0 + y_s \cos \delta_0.
\end{aligned} \tag{B.6}$$

Agora que conhecemos o vetor  $\vec{R}'_s$ , precisamos normalizá-lo

$$\hat{R}'_s = \frac{(R'_{sx}, R'_{sy}, R'_{sz})}{\|\vec{R}'_s\|} \tag{B.7}$$

e

$$\|\vec{R}'_s\| = \sqrt{R'^2_{sx} + R'^2_{sy} + R'^2_{sz}}.$$

Para descobrir o valor de  $\alpha_s$  e  $\delta_s$ , precisamos decompor  $\hat{R}'_s$ , ficando com um valor para o  $\alpha_s$  de

$$\alpha_s = \arctan\left(\frac{R'_{sy}}{R'_{sx}}\right). \tag{B.8}$$

O valor de  $\delta_s$  é

$$\delta_s = \arcsin\left(\frac{R'_{sz}}{\|\vec{R}'_s\|}\right). \tag{B.9}$$

Por fim, temos os valores das coordenadas da fonte no sistema equatorial de coordenadas.

## B.2 Coordenadas Galácticas da Fonte

Uma vez obtendo o resultado das direções da fonte em coordenadas equatoriais, para passá-las a coordenadas galácticas precisamos utilizar as transformações [120]

$$\begin{aligned}
b &= \arcsin(\sin \delta \sin \delta_G + \cos \delta \cos \delta_G \cos(\alpha - \alpha_G)) \\
\ell &= I_{\text{NCP}} - \arctan\left(\frac{\cos \delta \sin(\alpha - \alpha_G)}{\sin(\delta \cos \delta_G - \cos \delta \sin \delta_G \cos(\alpha - \alpha_G))}\right),
\end{aligned} \tag{B.10}$$

onde os valores numéricos são dados em [121] e correspondem a  $\alpha_G = 192.85948^\circ$  e  $\delta_G = 27.12825^\circ$  que são as coordenadas equatoriais do polo norte galáctico e  $I_{\text{NCP}} = 122.93192^\circ$  que denota a longitude galáctica do polo norte celeste.

## Apêndice C

### Resolução Angular do Observatório

A resolução angular do Observatório Pierre Auger é de  $0.9^\circ$  e obedece a distribuição de uma gaussiana 2D, como descrito na figura C.1, que é dada pela expressão

$$f(x,y)dxdy = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_x^2\sigma_y^2}} e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right)} dxdy, \quad (\text{C.1})$$

a qual podemos reescrever, supondo  $\sigma_x = \sigma_y$ , em coordenadas polares  $\xi$  e  $\rho$ , obtendo

$$f(x,y)dxdy = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \xi e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi d\phi. \quad (\text{C.2})$$

Como a função acima não tem dependência angular, mas apenas do raio  $\xi$ , podemos integrar em  $\phi$  e ficar com

$$f(\xi)d\xi = \frac{1}{\sigma^2} \xi e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi. \quad (\text{C.3})$$

A resolução angular  $\psi$  é definida como o raio dentro do qual 68% dos eventos estão

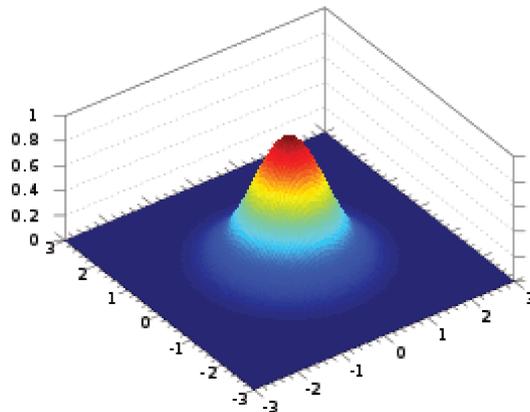


Figura C.1: Exemplo de gaussiana em 2D, com origem nas coordenadas  $(0,0)$  e  $\sigma_x = \sigma_y = 1$  [122].

contidos. Isso é

$$0.68 = \frac{1}{\sigma^2} \int_0^\psi \xi e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi = 1 - e^{-\frac{\psi^2}{2\sigma^2}},$$

o que resulta em

$$\sigma = \frac{\psi}{1.51}. \quad (\text{C.4})$$

No caso do Observatório,  $\psi = 0.9^\circ$ , resultando assim em  $\sigma = 0.6^\circ$  que é a incerteza na direção  $u$ .