Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Anisotropias no Fluxo de Raios Cósmicos de Ultra Altas Energias

JOHNNIER PÉREZ ARMAND

Orientador: Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos

Dissertação de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física da Universi-
dade de São Paulo para a obtenção
do título de Mestre em Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos (IF/USP)

Prof. Dr. Rodrigo Nemmen (IAG/USP)

Prof. Dr. Rogério Rosenfeld (IFT/UNESP)

São Paulo, 2018

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Pérez Armand, Johnnier

Anisotropias no Fluxo de Raios Cósmicos de Ultra Altas Energias
São Paulo, 2018.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.

Orientador: Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos.

Área de Concentração: Física.

Unitermos:

1. Raios Cósmicos;
2. Cosmologia;
3. Astrofísica;

USP/IF/SBI-035/2018

University of São Paulo
Physics Institute

Anisotropies in the Flux of Ultra High Energy Cosmic Rays

JOHNNIER PÉREZ ARMAND

Advisor: Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos

Master dissertation submitted
to the Institute of Physics of
the University of São Paulo for
the Master of Science Degree

Approved by:

Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos (IF/USP)

Prof. Dr. Rodrigo Nemmen (IAG/USP)

Prof. Dr. Rogério Rosenfeld (IFT/UNESP)

São Paulo, 2018

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer a minha família e amigos, em especial a minha mãe Miriam, pelo suporte e incentivo para alcançar minhas metas de superação pessoal e profissional. Aos meus colegas do Instituto de Física da USP, especialmente ao meu orientador Edivaldo, pela instrução, disposição e suporte durante o desenvolvimento da minha pesquisa. Ao CNPq, pelo auxílio financeiro imprescindível para realizar meus estudos nesta prestigiosa universidade. Em geral, a todas as pessoas que fizeram possível a culminação com sucesso desta importante etapa na minha vida.

RESUMO

O objetivo desta dissertação é a busca de anisotropias em grandes escalas angulares no fluxo de raios cósmicos acima de 4×10^{18} eV e o confronto dos resultados obtidos com as previsões dos principais modelos astrofísicos na região de ultra altas energias. Com esse propósito foram analisados os dados de chuveiros atmosféricos extensos registrados pelo Observatório Pierre Auger no período de 01 de janeiro de 2004 até 31 de agosto de 2016, compreendendo um total de 108 480 eventos detetados com ângulos zenitais entre 0° e 80° acima de 4×10^{18} eV. Efeitos sistemáticos locais como a influência da variação das condições atmosféricas e a influência do campo geomagnético nos estimadores de energia das cascatas atmosféricas foram corrigidos cuidadosamente para evitar a introdução de sinais espúrios de anisotropias na análise. Especial ênfase foi dedicada à construção de um mapa bidimensional na esfera celeste com os valores da exposição para cada direção no céu, calculado com uma precisão de $\sim 1\%$ a partir da informação da área de coleção efetiva no Observatório Pierre Auger a cada minuto. Da mesma forma, a distribuição das direções de chegada dos eventos foi registrada em mapas bidimensionais na esfera celeste que, após corrigidos pela exposição, são transformados nos mapas de fluxo usados na análise quantitativa para a busca de anisotropias. Neste trabalho procurou-se padrões dipolares de anisotropias, os quais foram quantificados usando o método de expansão multipolar em harmônicos esféricos. Diferentemente do método bidimensional de Rayleigh usado na maioria dos estudos deste tipo, o método aqui utilizado fornece de maneira direta as três componentes cartesianas do dipolo, por meio das quais a reconstrução da amplitude e orientação espacial do dipolo é feita de maneira mais natural. A busca de anisotropias foi realizada em dois intervalos de energia independentes, assim foram analisados por separado os eventos com energias entre 4×10^{18} e 8×10^{18} eV e de energias maiores que 8×10^{18} eV. No primeiro intervalo não foi encontrado nenhum sinal de anisotropia estatisticamente significativo. No segundo intervalo foi encontrada uma anisotropia dipolar de amplitude $d = (7.9 \pm 1.1)\%$ com coordenadas equatoriais $(\alpha_d, \delta_d) = (103^\circ \pm 10^\circ, -38^\circ \pm 7^\circ)$ e uma probabilidade de ocorrência ao acaso de 6.90×10^{-8} , correspondendo a uma significância estatística acima do limiar de descoberta de 5σ . Tal amplitude e direção são melhor explicadas assumindo-se uma origem extragaláctica para os raios cósmicos com energias acima de 8×10^{18} eV.

Palavras chave: raios cósmicos, anisotropias, chuveiros atmosféricos extensos, Observatório Pierre Auger.

ABSTRACT

The aim of this dissertation is the search for large scale anisotropies in the cosmic ray flux above 4×10^{18} eV and the comparison of the results with the predictions of the main astrophysical models in the ultra high energy region. With this purpose we analyzed the data of extensive air showers detected by the Pierre Auger Observatory in the period of 1st January 2004 to 31st August 2016 comprising a total of 108 480 events with zenith angles between 0° and 80° above the threshold of 4×10^{18} eV. Local systematic effects such as the influence of the variation of the atmospheric conditions and the effect of the geomagnetic field in the energy estimators were properly corrected to avoid the introduction of spurious anisotropy signals in the analysis. Special emphasis was placed on the construction of a two-dimensional map on the celestial sphere with the exposure values for each direction on the sky, calculated with an accuracy of $\sim 1\%$ from the information of the effective collection area of the observatory at every minute. Likewise, the arrival directions distribution of the events was recorded in two-dimensional maps on the celestial sphere that after correcting by the exposure were transformed into the flux maps to be used in the quantitative analysis for the anisotropies search. In this work we search for dipolar-like anisotropy patterns, which were quantified by performing a spherical harmonics decomposition of the cosmic ray flux map. Unlike the traditional two-dimensional Rayleigh method used in the majority of the studies of this kind, the method used here directly provides the three cartesian components of the dipole, allowing the reconstruction of its amplitude and orientation in a more natural way. The anisotropy search was made in two independent energy bins, so the distributions of the events with energies between 4×10^{18} and 8×10^{18} eV and those with energies greater than 8×10^{18} eV were analyzed separately. In the first energy bin no statistically significant departure from isotropy was found. In the second energy bin a dipole anisotropy of amplitude $d = (7.9 \pm 1.1)\%$ with equatorial coordinates $(\alpha_d, \delta_d) = (103^\circ \pm 10^\circ, -38^\circ \pm 7^\circ)$ and a chance probability of 6.90×10^{-8} was found, corresponding to a statistical significance above the discovery threshold of 5σ . Such amplitude and direction for the reconstructed dipole is better explained if an extragalactic origin is assumed for the bulk of cosmic rays above 8×10^{18} eV.

Keywords: cosmic rays, anisotropies, extensive air showers, Pierre Auger Observatory.

LISTA DE FIGURAS

2.1	Diagrama de Hillas.	8
2.2	Espectro energético dos raios cósmicos acima de 100 GeV.	12
2.3	Espectro energético medido pelo Observatório Pierre Auger para a região de ultra altas energias.	13
2.4	Abundância galáctica relativa dos componentes dos raios cósmicos como função do número atômico.	15
2.5	Representação esquemática da detecção de um chuva atmosférico pelo SD.	17
2.6	Modelo de cascata de Heitler da evolução da componente eletromagnética do chuva.	18
2.7	Espectro energético de raios cósmicos medido por vários experimentos para energias menores que 10^{17} eV.	21
2.8	Determinação da composição química dos UHECRs a partir da medição de evolução de X_{max} e $\sigma_{X_{max}}$ com a energia.	22
3.1	Vista aérea do Observatório Pierre Auger.	24
3.2	Vista de uma estação do detector de superfície do Observatório Pierre Auger com suas principais componentes.	25
3.3	Esquema da estrutura hierárquica do sistema de triggers do detector de superfície do Observatório Pierre Auger.	26
3.4	Esquema das configurações de trigger T3.	27
3.5	Esquema das configurações de trigger T4.	28
3.6	Esquema das condições de trigger de qualidade 6T5 e 5T5-pos+.	29
3.7	Sistema de coordenadas locais do detector de superfície.	30
3.8	Representação bidimensional dos frentes de onda plana e esférica que podem ser assumidos na reconstrução geométrica.	31
3.9	Exemplo do ajuste da LDF.	33
3.10	Correlação entre o sinal S_{38} e a energia determinada pelo FD.	34

3.11	Desenho esquemático da disposição dos telescópios de fluorescência numa estação de FD.	35
3.12	Vista esquemática de um telescópio de fluorescência do SD.	36
3.13	Ilustração da reconstrução geométrica do chuveiro a pelo detector de fluorescência.	36
3.14	Exemplo de um perfil de energia depositada por profundidade atmosférica e ajuste da função de Gaisser-Hillas.	37
3.15	Razão entre a energia invisível para o FD E_{inv} e a energia da partícula primária E_0 como função da energia calorimétrica E_{cal}	38
3.16	Exemplo de mapa de densidade de múons de referência	40
3.17	Exemplo do ajuste da curva de calibração $N_{19} = A(E_{FD}/10^{19}eV)^B$	41
4.1	Amplitudes das anisotropias correspondentes as principais constituintes da componente galáctica de raios cósmicos.	45
4.2	Direção das anisotropias correspondentes às principais constituintes da componente galáctica de raios cósmicos.	46
4.3	Amplitude dipolar produzida por uma fonte de prótons localizada a várias distâncias do observador.	46
4.4	Valor médio e dispersão da amplitude dipolar esperada de múltiplas fontes de prótons distribuídas uniformemente em torno do observador.	47
4.5	Amplitude dipolar esperada para prótons incidentes quando as fontes locais são distribuídas como as galáxias no catálogo 2MRS.	48
4.6	Amplitude dipolar esperada para uma fonte individual à distância de 25, 150 e 300 Mpc emitindo núcleos de He, C o Fe.	49
4.7	Amplitude dipolar esperada para núcleos de H, He, C, Si e Fe para uma distribuição homogênea das fontes.	49
4.8	Amplitude dipolar esperada para uma composição mista de raios cósmicos para uma distribuição homogênea das fontes.	50
4.9	Número normalizado de células ativas como função da ascensão reta do zênith do observatório no período de 01 de janeiro de 2014 até 31 de agosto de 2016.	55
4.10	Resumo dos principais resultados experimentais e previsões dos estudos de anisotropias em grandes escalas angulares.	58
5.1	Número médio de partículas no desenvolvimento longitudinal das componentes eletromagnética e muônica do chuveiro atmosférico.	62
5.2	Taxa diária de eventos para energias acima de 1 EeV antes e depois da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.	65
5.3	Taxa diária de eventos para energias acima de 3 EeV antes e depois da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.	66

5.4	Taxa horária de eventos para energias acima de 1 EeV antes e depois da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.	67
5.5	Taxa horária de eventos para energias acima de 3 EeV antes e depois da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.	68
5.6	Taxa diária de eventos inclinados para energias acima de 1 EeV.	69
5.7	Taxa horária de eventos inclinados para energias acima de 1 EeV sem correção do sinal por efeitos atmosféricos.	70
5.8	Sistema de coordenadas polares no plano transversal ao eixo do chuveiro.	70
5.9	Variação relativa $\Delta\rho_\mu/\rho_\mu$ da densidade de múons no plano transversal à direção de chegada do chuveiro, devido à influência do campo geomagnético.	71
5.10	Representação esquemática da incidência do chuveiro e a orientação relativa ao campo magnético da Terra.	71
5.11	Razão média entre o sinal detetado e o esperado na ausência do campo geomagnético como função do ângulo azimutal para cada detetor de superfície do SD.	72
5.12	Variação relativa $d \cdot \Delta \left(\frac{dN}{d\sin^2(\theta)} \right)$ para várias orientações de um dipolo de 10% de amplitude tomando $N_{0,dip} \approx N_{0,iso}$	74
5.13	Distorção na distribuição de ângulo zenital produzida por um dipolo de 10% de amplitude com várias orientações.	75
5.14	Distribuição de eventos em ângulo zenital local para a amostra vertical e inclinada nos dois intervalos de energia analisados.	76
5.15	Variação relativa $d \cdot \Delta \left(\frac{dN}{d\phi} \right)$ para várias orientações de um dipolo de 10% de amplitude tomando $N_{0,dip} \approx N_{0,iso}$	77
5.16	Distribuição de eventos em ângulo azimutal local para a amostra vertical (Herald), inclinada (EFIT) e a soma de ambas.	78
5.17	Representação esquemática da cobertura parcial do Observatório Pierre Auger.	79
5.18	Exposição canônica relativa do Observatório Pierre Auger.	80
5.19	Mapas de exposição em coordenadas equatoriais e galácticas.	81
5.20	Representação esquemática da obtenção dos mapas de fluxo a partir dos mapas contagens de eventos e a exposição.	82
5.21	Projeção Mollweide dos mapas de fluxo para $4 \leq E < 8$ EeV em coordenadas equatoriais e galácticas.	83
5.22	Projeção Mollweide dos mapas de fluxo para $E \geq 8$ EeV em coordenadas equatoriais e galácticas.	84
5.23	Distribuição em ascensão reta da taxa de eventos normalizada.	85
5.24	Simulação de incertezas para o intervalo de $4 < E < 8$ EeV, $l_{max} = 1$	87

5.25	Simulação de incertezas para o intervalo de $E > 8 \text{ EeV}$, $l_{max} = 1$	87
5.26	Representação dos intervalos de confiança em função do desvio padrão de uma gaussiana genérica $N(\mu, \sigma)$	88
5.27	Mínima amplitude detectável com o método de expansão multipolar usado nesta dissertação como função do número de eventos.	89
A.1	Sistema equatorial de coordenadas.	94
A.2	Sistema galáctico de coordenadas.	95

LISTA DE TABELAS

5.1	Estatísticas do conjunto de dados utilizado na análise.	82
5.2	Resultados da decomposição multipolar e recuperação do dipolo com as respectivas incertezas e significância estatística.	86
5.3	Resultados da análise em ascensão reta realizado previamente sobre um conjunto de dados similar	86
5.4	Mínima amplitude detectável nos intervalos de energia analisados com a estatística disponível nesta dissertação para eventos 6T5 e 5T5-pos+ combinados.	89

ÍNDICE

	AGRADECIMENTOS	V
	RESUMO	VII
	ABSTRACT	IX
	LISTA DE FIGURAS	XIV
	LISTA DE TABELAS	XV
1	INTRODUÇÃO	2
2	FÍSICA DE RAIOS CÓSMICOS E CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS.	5
	2.1 Raios Cósmicos	5
	2.2 Possíveis Fontes e Mecanismos de Aceleração	5
	2.3 Propagação na Galáxia	8
	2.4 Propagação no Espaço Intergaláctico	9
	2.4.1 Efeito Greisen-Zatsepin-Kuz'min	10
	2.4.2 Fotodesintegração Nuclear	10
	2.4.3 Produção de Pares	11
	2.5 Espectro de Raios Cósmicos	11
	2.5.1 Joelho	11
	2.5.2 Tornozelo	13
	2.6 Composição Química	14
	2.7 Chuveiros Atmosféricos Extensos	16
	2.7.1 Componente Eletromagnética	17
	2.7.2 Componentes Hadrônica e Muônica	19
	2.7.3 Estudos de Composição Química	21

3	O OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER	23
3.1	O Detetor de Superfície (SD)	24
3.1.1	A Estação do SD	25
3.1.2	O Sistema de Gatilho do SD	26
3.1.3	Reconstrução da Geometria do Chuveiro no SD	29
3.1.4	Função de Distribuição Lateral e Estimador de Energia S(1000)	32
3.1.5	Correção por Atenuação Atmosférica e Determinação da Energia Primária	33
3.2	O Detetor de Fluorescência (FD)	34
3.2.1	Reconstrução da Geometria do Chuveiro no FD	35
3.2.2	Perfil Longitudinal e Energia do Chuveiro	37
3.3	Reconstrução de Eventos Inclinados	39
3.3.1	Determinação do Tamanho do Chuveiro N₁₉ e a Energia Primária.	39
4	ANISOTROPIAS EM GRANDE ESCALA	42
4.1	Efeito Compton-Getting	43
4.2	Propagação nos Campos Magnéticos	44
4.3	Métodos de Análise	47
4.3.1	Expansão Multipolar	48
4.3.2	Método de Rayleigh Modificado	55
4.4	Status dos Resultados Experimentais	57
4.4.1	Principais Resultados do Observatório Pierre Auger	58
5	ANÁLISE DE DADOS	60
5.1	Efeitos Atmosféricos	60
5.1.1	Efeito das Variações de Pressão	61
5.1.2	Efeito das Variações de Densidade	62
5.1.3	Correção do Sinal de Referência por Efeitos Atmosféricos	63
5.1.4	Efeitos Atmosféricos na Taxa de Eventos	63
5.1.5	Correção por Efeitos Atmosféricos	64
5.2	Influência do Campo Geomagnético	65
5.2.1	Impacto sobre a Distribuição de Múons	66
5.2.2	Impacto sobre S(1000) e Correção da Energia Primária	69
5.3	Distribuições Angulares em Coordenadas Locais	73
5.3.1	Distribuição em Ângulo Zenital	73
5.4	Distribuição em Ângulo Azimutal	76

5.5	Exposição	77
5.6	Distribuição das Direções de Chegada na Esfera Celeste	82
5.7	Recuperação do Dipolo	85
5.7.1	Significância Estatística dos Resultados	87

6 CONCLUSÕES _____ **90**

A COORDENADAS CELESTES _____ **93**

A.1	Coordenadas Equatoriais	93
A.2	Coordenadas Galácticas	94

BIBLIOGRAFIA _____ **104**

1 | INTRODUÇÃO

Os raios cósmicos são partículas subatômicas carregadas que se propagam no espaço sideral com energias variando entre 10^6 e 10^{21} eV aproximadamente. Ao atingir a atmosfera, um raio cósmico primário suficientemente energético pode interagir de diferentes maneiras com seus átomos, dando origem a novas partículas de altíssimas energias que por sua vez sofrem colisões inelásticas subsequentes, gerando assim um processo em cadeia chamado de cascata ou chuva atmosférica extensa (Extensive Air Shower - EAS). Após ser iniciado, o chuva continua seu desenvolvimento até que as perdas por ionização são dominantes sobre os processos de criação de novas partículas, condição satisfeita enquanto a energia média por partícula na cascata é de cerca de 80 MeV (a energia crítica no ar), neste momento o chuva alcança seu estágio de máximo desenvolvimento, podendo conter dezenas de bilhões de partículas. Ao atingir a superfície terrestre, o chuva pode cobrir várias dezenas de quilômetros quadrados de extensão, o qual faz possível sua detecção usando medidores esparsos distribuídos ao longo dessa área. O estudo dos raios cósmicos é particularmente desafiante para as energias mais altas, isto é, acima de $10^{17.5}$ eV. Nesta região de ultra-altas energias, a intensidade do fluxo detectado é de aproximadamente um raio cósmico por quilômetro quadrado por ano na superfície da Terra, por isto, para conseguir uma boa estatística é preciso construir grandes arranjos de detectores destinados à medição das cascatas atmosféricas. Esses desenhos são conhecidos como experimentos de chuvas atmosféricas extensas.

O maior experimento do mundo desenhado com esse objetivo é o Observatório Pierre Auger, localizado na cidade de Malargüe, província de Mendoza, Argentina, o qual conta com um arranjo de mais de 1600 detectores de superfície dispostos numa extensão de 3000 km^2 . Além de quatro estações ópticas localizadas na periferia do arranjo, que permitem medir a luz de fluorescência emitida durante o desenvolvimento do chuva. Com isto, o Observatório Pierre Auger conta com um desenho híbrido único, fazendo dele um experimento com recursos privilegiados para o estudo dos raios cósmicos nas regiões de mais altas energias.

Embora que os raios cósmicos têm sido investigados por mais de 100 anos, muitas das suas principais características, principalmente para as energias mais elevadas, ainda não estão bem estabelecidas. Questões relacionadas com as características do espectro de energia, a composição química e a localização das fontes astrofísicas de produção e aceleração das partículas são o objetivo de pesquisas atuais. O estudo de anisotropias no fluxo de raios cósmicos de ultra-altas energias (Ultra-High Energy Cosmic Rays-UHECRs) é uma fonte de informação valiosa para tentar entender as peculiaridades destas partículas.

Espera-se, por exemplo, que a distribuição não-homogênea de matéria na galáxia deva produzir uma

anisotropia, ainda que pequena, no fluxo de raios cósmicos em torno de 10^{18} eV. Por exemplo, um excesso na direção do centro galáctico é esperado, mesmo na presença do efeito isotropizante dos campos magnéticos galácticos, se as fontes são distribuídas no halo em torno da nossa galáxia. Por outro lado, se as fontes são distribuídas no plano galáctico, a posição assimétrica do sistema solar com respeito ao centro galáctico (implicando numa quantidade muito maior de matéria no sentido do centro que no sentido contrário), deve também levar a aparição de uma anisotropia na distribuição das direções de chegada dos raios cósmicos medida na Terra.

Outra questão de interesse é a origem da região do “tornozelo” no espectro de raios cósmicos em torno de 5×10^{18} eV (fig. 2.3), a qual poderia estar associada tanto a uma transição de uma componente galáctica do fluxo para uma predominantemente extragaláctica [1], quanto à forma como um feixe de prótons extragaláctico perde energia ao interagir com o CMB [2–4]. O primeiro modelo sugere uma composição química mista na região do tornozelo, similar àquela dos raios cósmicos de baixas energias, enquanto o segundo, um feixe puro de prótons. Para modelos que predizem a mencionada transição de uma componente puramente galáctica para um fluxo isotrópico extragaláctico, espera-se observar alguma evolução das amplitudes e fases dos multipolos da distribuição direcional dos UHECRs na esfera celeste.

Para energias abaixo de $\sim 10^{20}$ eV a ação dos campos magnéticos tanto galácticos quanto extragalácticos pode dispersar significativamente as direções de chegada das partículas detetadas, de modo que os estudos de anisotropia no fluxo de raios cósmicos devem se limitar à busca de padrões que se estendam por regiões de tamanho apreciável do céu. O estudo de anisotropias em grandes escalas angulares é bastante delicado, uma vez que está intimamente relacionado à estabilidade do detector durante longos períodos de aquisição. Sabe-se, por exemplo, que a eficiência de detecção do Detetor de Superfície depende de variáveis atmosféricas, como temperatura e pressão locais. A taxa de disparo média do Detetor de Superfície como função do tempo apresenta, de maneira clara, modulações diurnas e sazonais [5] que, se não são corrigidas de maneira apropriada, podem introduzir falsos padrões de anisotropia em grande escala. Além disso, o estudo de anisotropias em regiões extensas do céu exige o conhecimento preciso, isto é, no nível de $\sim 1\%$ ou menos (dado que as flutuações direcionais esperadas dificilmente serão maiores que esse valor) da exposição no processo de detecção para cada direção na esfera celeste. A elevada precisão requerida e o fato de que simulações de Monte Carlo não são capazes de fornecer uma estimativa do mapa de exposição com tal precisão, implica que o cálculo da exposição deve ser feito diretamente a partir da informação da área efetiva de coleção no Observatório Pierre Auger como função do tempo.

Nosso objetivo neste trabalho é a busca de anisotropias em grandes escalas angulares no fluxo de raios cósmicos para energias acima de 4×10^{18} eV, a partir da análise dos dados de chuviros atmosféricos extensos tomados pelo Observatório Pierre Auger durante um período de mais de 12 anos de observação, desde 01 de janeiro de 2004 até 31 de agosto de 2016. Em particular, serão procuradas anisotropias com padrão dipolar usando o método de expansão multipolar em harmônicos esféricos apresentado na seção 4.3.1, dando especial importância à correta estimativa das incertezas associadas com o método e à determinação da significância estatística dos resultados.

No Capítulo 2 é realizada uma introdução à física dos raios cósmicos, dando ênfase à região de ultra altas energias, assim como às principais características dos chuviros atmosféricos extensos. No capítulo

3 é apresentada uma descrição do Observatório Pierre Auger baseada nas particularidades do seu desenho híbrido de detecção, e os procedimentos levados a cabo para a reconstrução das propriedades dos chuveiros detetados. O capítulo 4 é dedicado à discussão das peculiaridades relacionadas com o estudo de anisotropias em grandes escalas angulares, os métodos utilizados para a quantização dos padrões de anisotropias e o status atual dos resultados experimentais. Os principais resultados da análise de dados realizada nesta dissertação são apresentados no capítulo 5. Neste capítulo são discutidos os efeitos sistemáticos produzidos pela variação das condições atmosféricas e a ação do campo geomagnético sobre as distintas componentes da cascata, assim como os procedimentos levados a cabo para sua devida correção. Também é mostrado o procedimento para a construção do mapa de exposição na esfera celeste. Finalmente, neste capítulo são mostrados os resultados centrais desta dissertação em forma de amplitudes dipolares nos intervalos de energia analisados, assim como a correta determinação das incertezas associadas e a significância estatística dos resultados. O capítulo 6 é reservado para a discussão dos resultados obtidos, suas implicações astrofísicas e futuras perspectivas das pesquisas relacionadas com o estudo de anisotropias em grande escala.

2 | FÍSICA DE RAIOS CÓSMICOS E CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS.

2.1 Raios Cósmicos

Os raios cósmicos são frequentemente definidos como partículas carregadas altamente energéticas que atingem a Terra desde o espaço interestelar. Esta definição descreve corretamente a maioria da radiação cósmica que consiste em 98% de núcleos totalmente ionizados, dos quais 87% são prótons, 12% partículas α e 1% núcleos mais pesados, elétrons (ou pósitrons) completam os restantes 2% da radiação carregada que chega na Terra. Neutrinos e fótons finalmente compõem a parte neutra das partículas incidentes.

O espectro energético dos raios cósmicos se estende de 10^6 eV para além de 10^{20} eV, sendo as partículas com energias mais altas já detetadas na Terra. Eles representam a matéria nas condições mais distantes do equilíbrio térmico encontrada em qualquer lugar do universo e podem ser evidência de física desconhecida ou de partículas exóticas formadas no universo primordial, sendo possivelmente as únicas amostras de material extragaláctico que podemos detectar diretamente.

2.2 Possíveis Fontes e Mecanismos de Aceleração

A aceleração dos raios cósmicos em fontes astrofísicas pode ocorrer através de dois principais mecanismos: aceleração direta de partículas carregadas num campo elétrico muito elevado e aceleração estocástica de Fermi. No mecanismo de aceleração direta os campos elétricos em questão são gerados amiúde por objetos magnetizados compactos em rotação rápida, como podem ser jovens estrelas de nêutrons ou um disco de acreção em rotação preenchido por campos magnéticos. Os detalhes deste processo e a máxima energia à qual pode ser acelerada uma partícula dependem da situação física particular em questão. No entanto, por uma variedade de razões, os mecanismos de aceleração direta não são amplamente favorecidos atualmente como o mecanismo de aceleração dos raios cósmicos. Além dos desentendimentos entre os autores sobre os detalhes cruciais dos vários modelos, a maior desvantagem destes mecanismos é, em geral, a dificuldade para obter de uma maneira natural o espectro de potências característico dos raios cósmicos.

Por outro lado o mecanismo de aceleração estocástica foi proposto primeiramente por Fermi em [6],

ao sugerir as interações de partículas carregadas com as nuvens magnetizadas interestelares para descrever o processo de aceleração dos raios cósmicos. Neste cenário as partículas são aceleradas nos campos magnéticos turbulentos no interior das nuvens. O ganho de energia em cada interação depende da velocidade da nuvem $\beta = V/c$ assim como da relação entre os ângulos de entrada e saída da partícula. O ganho médio por encontro $\Delta E/E$ é proporcional a $\xi \simeq \frac{4}{3}\beta^2$, pelo que este modelo é chamado de mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem. Neste modelo, a energia alcançada pela partícula após n encontros com nuvens é de $E = E_0(1 + \xi)^n$, onde E_0 é a energia inicial. O ganho de energia por unidade de tempo depende da frequência de encontros v_{enc} :

$$\frac{dE}{dt} = v_{enc}\Delta E = \frac{c}{\lambda_{enc}}\xi E, \quad (2.1)$$

onde λ_{enc} é a distância média entre encontros. Com isto o tempo de aceleração é proporcional à energia da partícula, e sua aceleração até grandes valores de energia requer períodos de tempo consideráveis. Embora este mecanismo reproduza o espectro energético de lei de potência observado nos raios cósmicos, ele não é suficientemente eficiente para explicar as altas energias dos raios cósmicos, por causa dos típicos pequenos valores de $\beta^2 \sim 10^{-7}$ assim como dos grandes valores de λ_{enc} que normalmente excedem 1 pc.

Um mecanismo de aceleração mais eficiente é o de natureza difusiva em ondas de choque [7–10], processo no qual as partículas são aceleradas na frente de ondas de choque, produzidas por exemplo, em remanescentes de supernova. A onda de choque associada ao remanescente de supernova em expansão é formada porque a velocidade de expansão é maior do que a velocidade do som no meio interestelar. A aceleração difusiva ocorre na zona próxima às ondas de choque e consiste no espalhamento repetido de partículas carregadas nas irregularidades magnéticas da frente de choque. Neste caso o ganho de energia pela partícula ao atravessar uma onda de choque é proporcional a $\xi \sim \frac{4}{3}\beta$, pelo que este mecanismo é conhecido como mecanismo de Fermi de primeira ordem. Neste mecanismo o ganho de energia é proporcional à primeira potência de β ao invés de β^2 , como no mecanismo de Fermi de segunda ordem, além disso a velocidade das ondas de choque é tipicamente muito maior que a velocidade média das nuvens magnetizadas, o que torna a aceleração difusiva um processo mais eficiente por várias ordens de grandeza e consequentemente mais rápido. Uma das principais vantagens do mecanismo de aceleração de choque difusivo é que fornece naturalmente um espectro energético sujeito a uma lei de potências cujo índice espectral está no intervalo de 2.1 – 2.4, relativamente próximo aos valores obtidos experimentalmente na região de ultra altas energias.

Atualmente, acredita-se que os raios cósmicos com energias até cerca de 10^{15} eV são provavelmente energizados pelo mecanismo de aceleração difusiva em ondas de choque, sendo identificadas as explosões de supernova como os locais mais prováveis. Para energias maiores o mesmo processo de aceleração seria válido, mas agora com as partículas sendo aceleradas pela interação com múltiplos remanescentes de supernovas à medida que se propagam através do meio interestelar. Este processo pode levar as partículas a alcançar energias de até 10^{18} eV, sendo favorecidas no processo de aceleração aquelas com uma maior carga, com o qual os núcleos mais pesados passariam a ser a composição dominante para as mais altas energias.

Existe uma restrição fundamental às possíveis fontes de aceleração dos raios cósmicos, que consiste em que o tamanho característico da região de aceleração R deve ser superior ao giro-raio ou raio de Larmor r_L da partícula no campo magnético presente, isto para garantir sua permanência na região de aceleração o tempo suficiente para alcançar uma determinada energia. Os remanescentes de supernova no regime adiabático de

Sedov-Taylor [11] são considerados eficientes aceleradores de raios cósmicos pois parte da energia cinética do remanescente que desacelera é transformada em energia dos raios cósmicos acelerados. Os remanescentes de supernova são candidatos atraentes para a aceleração de raios cósmicos porque possuem campos magnéticos superiores ao campo interestelar médio, além de ser o suficientemente grandes e durar o tempo suficiente para levar o processo de aceleração até altas energias. Tendo em conta a condição mencionada acima ($r_L < R$), a energia máxima que uma partícula carregada pode alcançar é em seguida expressa como uma função da velocidade de choque β , a dimensão da região de aceleração R e o valor da intensidade do campo magnético B como

$$E_{max} = \beta Ze \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{kpc}} \right) \text{EeV}, \quad (2.2)$$

onde Ze é a carga da partícula acelerada. Uma componente importante da equação (2.2) é a dependência direta de E_{max} com a carga da partícula Ze . Isto significa que um núcleo pesado totalmente ionizado de carga Ze poderia alcançar uma energia Z vezes maior do que um próton acelerado nas mesmas condições. Com a equação (2.2), usando valores bem particulares para B e R , é possível alcançar energias até 10^{19} eV para prótons em alguns casos, porém, conseguir energias de $\sim 10^{20}$ eV é um desafio. A figura 2.1 mostra o conhecido diagrama de Hillas [12] com os candidatos potenciais a serem fontes de aceleração de raios cósmicos, onde a energia máxima que uma partícula de carga Ze pode alcançar é relacionada com a intensidade do campo magnético e a dimensão da região de aceleração por meio da equação (2.2).

Entre os possíveis candidatos se encontram estrelas de nêutrons e outros objetos compactos similares, choques em larga escala devido à fusão de galáxias ou aglomerados de galáxias, núcleos galácticos ativos (AGN), pontos quentes de radiogaláxias FR (Fanaroff-Riley) tipo II e processos associados com explosões de raios gama (Gamma Rays Bursts). Uma descrição detalhada destes objetos pode ser encontrada em [14]. Cabe enfatizar que a condição de Hillas é necessária porém não suficiente para garantir a aceleração de uma partícula até uma energia E_{max} numa fonte dada, devido que as perdas energéticas não são consideradas neste modelo.

Embora a maioria dos sistemas astrofísicos mencionados acima são capazes de acelerar os UHECRs até as mais altas energias detetadas, a aceleração acima de 10^{20} eV é um processo bem improvável que requer parâmetros espaciais extremadamente favoráveis e cenários de aceleração sumamente eficientes. As dificuldades encontradas para estender os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos galácticos por várias ordens de grandeza levaram à aparição de modelos exóticos de física de partículas para explicar a produção dos raios cósmicos das maiores energias. Estes modelos são conhecidos pelo nome de “top-down” [15], e a ideia básica consiste em que tais raios cósmicos são produto do decaimento de hipotéticas partículas sumamente massivas X , de massas M_X que podem chegar até $\sim 10^{25}$ eV [16–18]. Todos os modelos top-down têm duas características distintivas: espectros de injeção constantes e uma composição química das partículas diferente à proposta nos cenários de aceleração. Nos modelos de aceleração (“bottom-up”) as partículas são aceleradas nas fontes e injetadas no meio intergaláctico, enquanto nos modelos top-down as partículas massivas X decaem numa cadeia conhecida de partículas elementares com núcleons e majoritariamente mésons como produtos finais. Os mésons posteriormente decaem em neutrinos e elétrons ou em raios γ dependendo da sua carga. Como resultado, os fluxos de neutrinos e fótons injetados no meio intergaláctico excedem os fluxos de núcleons por um fator 30 aproximadamente, exceto para energias próximas a M_X . Esta

Figura 2.1: Dimensão e intensidade do campo magnético de possíveis objetos astronômicos candidatos a fontes e aceleradores de partículas. Objetos capazes de acelerar uma partícula dada a energias maiores de 10^{20} eV devem estar acima das correspondentes linhas diagonais. Figura extraída de [13].

característica está em aparente contradição com os resultados dos estudos atuais obtidos pelo Observatório Pierre Auger que têm usado propriedades do perfil longitudinal e outras características dos chuviros para limitar a possível fração de eventos induzidos por neutrinos e raios γ [19–24].

2.3 Propagação na Galáxia

O efeito mais importante na propagação dos raios cósmicos no interior da galáxia é a influência do campo magnético na trajetória das partículas. Vários modelos foram propostos para a descrição do campo magnético galáctico [25, 26], sendo o mais atual o modelo JF12 [27, 28], não obstante, ainda não existe um consenso total sobre qual seria o modelo definitivo. Em geral o campo magnético na nossa galáxia pode ser descrito por uma componente regular em grandes escalas $\mathbf{B}_0$ além de uma componente aleatória $\mathbf{B}_r$ devida a turbulências no plasma interestelar. As características da propagação dos raios cósmicos de origem galáctica sob a ação desses campos podem ser obtidas a partir da solução da equação de difusão para o caso estacionário

$$\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}) = Q(\mathbf{x}) , \quad (2.3)$$

onde $Q(\mathbf{x})$ é a taxa de produção de raios cósmicos por unidade de volume nas fontes e $\mathbf{J}(\mathbf{x})$ a densidade de corrente.

O ângulo de deflexão α de uma partícula de carga Ze e energia E ao percorrer uma distância d é tipicamente da ordem de $\alpha \sim d/r_L$ onde $r_L = E/ZeB$ é o raio de Larmor. Na medida que aumenta a energia das partículas aumenta o raio de Larmor, e com isto, a probabilidade das partículas escaparem da região de confinamento. Estudos realizados em [29–31] mostram que as mudanças no índice espectral conhecidas como joelho e segundo joelho (ver seção 2.5) podem ser explicadas por meio de uma mudança no mecanismo de escape da galáxia das componentes de prótons e ferro, respectivamente, onde o regime de propagação das partículas passa da difusão transversal a uma situação dominada pelos efeitos de deriva. Os valores de amplitude aumentam com a energia até chegarem a ser da ordem de alguns por cento em torno de 10^{18} eV. Em [32] foram investigados os efeitos da turbulência do campo magnético na anisotropia dos raios cósmicos galácticos das mais altas energias. Foi verificado que, se o fluxo de raios cósmicos para energias acima de 10^{18} eV é constituído predominantemente de prótons galácticos, mesmo que um halo de campo magnético turbulento seja assumido além dos campos magnéticos galácticos regulares e turbulentos ao longo do disco, uma forte anisotropia é esperada em torno de 10^{19} eV. Este resultado está em contradição com as principais observações que mostram anisotropias menores de 10% para as partículas destas energias.

Os campos magnéticos desviam as trajetórias dos raios cósmicos causando uma ampliação (diminuição) do fluxo em determinadas direções, isto é conhecido como efeito de lente [33, 34]. Devido que este efeito depende da energia dos raios cósmicos, o lenteamento pode afetar significativamente o espectro energético observado na Terra. Além disso, para fontes localizadas numa grande fração do céu, os raios cósmicos podem atingir a Terra seguindo diferentes caminhos e, portanto, podem ser formadas imagens múltiplas de uma única fonte e atrasos de tempo na chegada de partículas provenientes de uma mesma fonte. Também a composição observada dos raios cósmicos pode ser afetada pelo efeito de lente; devido à dependência da amplificação do fluxo com E/Z os fluxos de núcleos com diferentes números atômicos são amplificados em diferentes proporções para uma mesma energia. Os efeitos de lente magnética são significativos para os raios cósmicos com valores de E/Z entre 10^{18} eV e 5×10^{19} eV aproximadamente, não obstante, as previsões dependem do modelo de campo magnético adotado.

2.4 Propagação no Espaço Intergaláctico

Para partículas de origem extragaláctica em que as distâncias de propagação são muito maiores que as dimensões galácticas, um efeito importante são as perdas energéticas devido à interação das partículas com o fundo de radiação cósmica constituído pelo fundo cósmico de micro-ondas CMB (Cosmic Microwave Background) e a luz extragaláctica de fundo EBL (Extragalactic Background Light). A seguir são descritos os principais processos de interação sofridos por prótons, núcleos pesados e raios gama, respectivamente.

2.4.1 Efeito Greisen-Zatsepin-Kuz'min

O fundo de radiação dominante é o fundo cósmico de micro-ondas, com uma energia média de $\sim 6 \times 10^{-4}$ eV e uma densidade de ~ 400 fótons cm^{-3} . Pouco depois do descobrimento do fundo de radiação cósmica, Greisen por um lado e por outro Zatsepin e Kuz'min [35, 36] previram uma supressão no espectro de prótons ao redor de 6×10^{19} eV devido à produção de píons pela interação dos prótons altamente energéticos com o CMB. Isto tornou-se conhecido como corte ou efeito GZK. As principais reações de prótons com o CMB são

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.4)$$

$$\rightarrow n + \pi^+$$

$$\rightarrow p + e^+ + e^-. \quad (2.5)$$

O mecanismo de perda de energia no processo de produção de pares (eq. 2.5) difere significativamente da fotoprodução de píons (eq. 2.4). O primeiro é um processo de perda quase-contínuo, já que a perda de energia por cada par criado ($\sim 1\%$) é muito pequena na região de energias onde este processo é dominante ($\sim 10^{18} - 10^{20}$ eV). Por outro lado, a fotoprodução de píons é um processo estocástico e ressonante com grandes perdas de energia em cada colisão, em cada interação a perda é de $\simeq 20\%$ da energia do raio cósmico primário na região de energias acima de 6×10^{19} eV, onde este processo se torna dominante sobre a produção de pares. Devido à rápida diminuição do livre caminho médio dos UHECRs quando atingem o limiar de fotoprodução de píons, acima dessa energia espera-se que o fluxo medido na Terra seja dominado por fontes relativamente próximas, isto é, a distâncias $\lesssim 200$ Mpc. Essa distância é conhecida como horizonte GZK e é fortemente dependente da energia. Simulações detalhadas mostram que um corte no espectro é previsto em torno de várias vezes 10^{19} eV se o espectro de energia dos raios cósmicos primários se estende acima de 10^{20} eV e as fontes são distribuídas uniformemente ao longo do universo [37, 38].

2.4.2 Fotodesintegração Nuclear

No caso de um núcleo pesado de massa A as interações relevantes são os seguintes processos de fotodesintegração e produção de pares [39, 40], onde agora o campo de radiação importante passa a ser o EBL:

$$A + \gamma_{\text{EBL}} \rightarrow (A - 1) + N \quad (2.6)$$

$$\rightarrow (A - 2) + 2N$$

$$\rightarrow A + e^+ + e^-, \quad (2.7)$$

onde N representa um nucleon emitido. A fotodesintegração ocorre porque os fótons de baixa energia do EBL são capazes de excitar um modo coletivo de oscilação nuclear, conhecido como ressonância dipolar gigante, que leva à posterior desintegração nuclear via emissão de nucleons [41]. Os principais canais de emissão são (γ, n) e (γ, p) , a taxa de perda de energia para um canal de emissão dupla como $(\gamma, 2n)$, (γ, np) ou $(\gamma, 2p)$ é de uma ordem de grandeza menor que para a emissão de um único nucleon.

2.4.3 Produção de Pares

O processo de perda energética por criação de pares pode acontecer tanto com uma partícula carregada (eq. 2.7), quanto com um raio γ . Embora um núcleo não se desintegre através da produção de pares, ele perde energia e por conseguinte há um efeito sobre a taxa de perda, principalmente na região entre 5×10^{19} e 2×10^{20} eV.

2.5 Espectro de Raios Cósmicos

O fluxo de raios cósmicos como função da energia, também chamado de espectro energético, pode ser representado para várias ordens de grandeza como uma lei de potência, $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$, com um índice espectral γ que apresenta várias mudanças com a energia dando lugar às características peculiares do espectro de raios cósmicos. A forma deste espectro num amplo intervalo de energias é mostrada na fig. 2.2. Para energias a partir de 10^{11} eV, o índice espectral toma um valor de $\gamma = 2.7$. Uma primeira mudança conhecida como joelho (knee) aparece em forma de curva convexa em torno de $E_{knee} \simeq 3 \times 10^{15}$ eV, onde o índice espectral aumenta para $\gamma = 3.0$. Um novo aumento do índice espectral conhecido como segundo joelho acontece para energias em torno de $\simeq 4 \times 10^{17}$ eV onde γ alcança um valor de 3.3. A figura 2.3 mostra a forma do espectro de raios cósmicos medido pelo Observatório Pierre Auger na região de ultra altas energias, onde sobressaltam duas características distintas. Em primeiro lugar, a aparição de uma curva côncava chamada de tornozelo (ankle) para uma energia em torno de 5×10^{18} eV, onde γ diminui até um valor de 2.5 aproximadamente. Em segundo lugar, a forte supressão do fluxo que acontece para energias maiores que $\sim 5 \times 10^{19}$ eV. Em geral as possíveis interpretações das características do espectro consideram mudanças nos mecanismos de aceleração nas fontes, efeitos de propagação e dependência com a energia das seções de choque das interações hadrônicas [42].

2.5.1 Joelho

Existem três principais cenários que tentam explicar a aparição do joelho. Em primeiro lugar, pode ser uma característica gerada pelo limite na energia máxima que pode ser fornecida pelos aceleradores de raios cósmicos na galáxia. Mais precisamente, a energia máxima que pode alcançar a partícula vai depender de quanto tempo permaneça confinada na região de aceleração, ou seja, enquanto seu raio de Larmor r_L seja menor que o tamanho característico da região, com o qual a energia máxima vai ser proporcional à carga Ze da partícula. Outra possível explicação do joelho pode ser uma mudança no regime de difusão no campo magnético galáctico, dando lugar a uma perda de confinamento dos prótons galácticos: os prótons acelerados na Via Láctea podem tornar-se energéticos o suficiente para superar o confinamento do campo magnético galáctico [29]. Finalmente, existem vários modelos que tentam explicar a aparição do joelho a partir de uma mudança radical no mecanismo de interação dos raios cósmicos [43]. Esta hipótese tem essencialmente dois cenários similares. No primeiro é considerado que o espectro primário (representado de maneira usual por uma lei de potências) possui um índice espectral independente da energia válido tanto abaixo quanto acima da região do joelho do espectro “secundário” deduzido das partículas detectadas a partir de chuviscos

Figura 2.2: Espectro energético dos raios cósmicos acima de 100 GeV. A banda cinza representa as incertezas sistemáticas. Para energias $\lesssim 10^{14}$ eV é possível a detecção direta das partículas. Para energias $\gtrsim 10^{14}$ eV são necessários experimentos de detecção indireta de raios cósmicos como os de chuueiros atmosféricos extensos. Figura extraída de [14].

atmosféricos. O joelho então surge como consequência de uma mudança repentina das características das interações dos raios cósmicos com os núcleos de ar da atmosfera [44]. O segundo cenário é da mesma filosofia, ou seja, o espectro de produção original tem um índice espectral único, mas as interações dos raios cósmicos ocorrem no meio interestelar ou até no meio intergaláctico, e já não com núcleos de ar, de modo que o espectro de raios cósmicos incidente na atmosfera já tem o joelho nele [45, 46].

Uma outra região do espectro de raios cósmicos com características menos bem estabelecidas, conhecida como segundo joelho aparece em torno de 4×10^{17} eV [47]. A posição do segundo joelho é de

Figura 2.3: Espectro energético medido pelo Observatório Pierre Auger para a região de ultra altas energias. Os números representam o total de eventos detetados em cada bin de energia. Observa-se a quebra espectral chamada de tornozelo para energias em torno de 5×10^{18} eV e a abrupta supressão do fluxo acima de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV.

aproximadamente $26 \times E_{knee}$, o que pode ser um indicador de que ambos os joelhos têm uma mesma origem física, sendo prótons as partículas dominantes para o primeiro joelho e ferro ($Z = 26$), para o segundo. Os joelhos teriam então uma dependência com a rigidez magnética $R = E/Z$, enquanto tanto a máxima energia de aceleração quanto a máxima energia de confinamento dependem da rigidez, com o qual espera-se um joelho para cada tipo de núcleo.

2.5.2 Tornozelo

A explicação mais aceita da aparição de uma quebra espectral na região do tornozelo é a transição de uma componente puramente galáctica para outra extragaláctica do fluxo de raios cósmicos, sendo E_{trans} a energia na qual se igualam as contribuições das duas componentes. Existem diferentes modelos desta descrição relacionando a composição dos raios cósmicos extragalácticos e a energia exata da transição [48], de forma

que o conhecimento desta região do espectro é de vital importância para o entendimento da origem dos raios cósmicos para estas energias. A seguir serão apresentados e discutidos brevemente os dois modelos mais aceitos, de acordo com a evidência experimental disponível, para explicar o comportamento do fluxo de raios cósmicos na região de transição.

1. Modelo de transição no tornozelo [4]

Neste modelo é assumida a aparição do tornozelo por causa da intersecção das componentes galáctica e extra-galáctica do espectro, com fluxos proporcionais a $E^{-3.5}$ e $E^{-2.3}$, respectivamente. O fluxo total é a soma das duas componentes. As principais características são:

- Composição pesada para energias abaixo do tornozelo, já que os núcleos com maior rigidez magnética são os que alcançam a maior energia nos aceleradores galácticos.
- Anisotropias abaixo da região de transição, devido a distribuição anisotrópica das fontes galácticas e a perda de confinamento na galáxia. Por outro lado o fluxo extragaláctico espera-se altamente isotrópico.

2. Modelo de produção de pares (Dip model [3])

Neste modelo a transição galáctica-extragaláctica ocorre em torno da energia do segundo joelho e fica essencialmente completada até a energia de 1 EeV. O fluxo extragaláctico acima desta energia supõe-se como um fluxo puro de prótons, e o tornozelo é explicado por um mergulho no espectro extragaláctico causado por perdas devidas à criação de pares na interação dos prótons altamente energéticos com o fundo cósmico de micro-ondas. As previsões deste modelo são:

- Mudança da composição química dominante na região do segundo joelho: de núcleos de ferro com origem galáctica a prótons extragalácticos.
- Ausência de anisotropias para energias acima de 1 EeV.
- Forma espectral e posição do mergulho criado pelos prótons.

A energias maiores de 5×10^{19} eV é observada uma supressão abrupta do fluxo com grande significância estatística [49]. No caso de serem prótons a espécie de partículas dominantes nesta região, tal supressão é explicada satisfatoriamente pelo efeito GZK (ver seção 2.4.1), não entanto, a supressão também pode ser o resultado das fontes de raios cósmicos estarem atingindo seus limites de aceleração para essas energias.

2.6 Composição Química

O espectro de raios cósmicos cai rapidamente com a energia e a maior parte dessas partículas e a energia transportada por elas se concentra no começo do espectro, em partículas com uma energia menor que 1 GeV por nucleon. Para energias abaixo de $\sim 10^{14}$ eV os raios cósmicos podem ser medidos diretamente usando detectores a bordo de balões ou satélites sobre a atmosfera, o qual permite identificar a partícula primária evento a evento e com isto construir o espectro energético para cada espécie química. A composição dos

raios cósmicos medidos nestes experimentos revela a identidade química do material que foi injetado por aceleração em explosões de supernovas. Isto permite identificar o ambiente nas explosões de supernovas e localizar as fontes de raios cósmicos de uma composição química específica. A figura 2.4 mostra a abundância de raios cósmicos de diferentes composições químicas, desde hidrogênio até ferro, normalizada à abundância geral desses elementos na galáxia. A abundância de raios cósmicos é bem similar à abundância geral com duas exceções: hidrogênio e hélio. Todos os outros elementos podem ser divididos em dois grandes grupos: um com a mesma abundância geral que a dos elementos na galáxia e outro com uma abundância menor por um fator de $\sim 3 - 4$. A interpretação clássica deste fenômeno envolve o primeiro potencial de ionização (First Ionization Potencial-FIP), que representa a quantidade de energia necessária para expulsar um elétron do seu nível de energia mais externo no átomo. Uma vez ionizado, o átomo carregado pode ser acelerado. Elementos como S, O e Ar, que têm uma menor abundância, todos têm FIP maior que 10 eV, enquanto Ca, Mg e Fe têm FIP menor que 10 eV e uma abundância similar à abundância geral. A divisão em 10 eV sugere que as partículas são injetadas desde coroas de estrela, as quais têm uma temperatura média de 10 eV ($\approx 1.1 \times 10^{16}$ K). A sub-abundância dos elementos mais comuns: hidrogênio e hélio, em ao menos

Figura 2.4: Abundância galáctica relativa dos componentes dos raios cósmicos como função do número atômico. As bandas sombreadas mostram a abundância média para elementos de alto e baixo FIP. Note-se que H e He são notáveis exceções com bem baixo nível de abundância. Figura extraída de [14].

uma ordem de grandeza, não está completamente entendida, embora existam algumas propostas de soluções. Por exemplo, Silberberg e Tsao [50] sugerem que os elementos mais leves são suprimidos devido a sua maior rigidez magnética, especialmente no caso de ionização parcial.

Devido à rápida supressão do fluxo, já na região de energias acima de $\sim 10^{14}$ eV a detecção direta dos raios cósmicos se torna impossível, e precisa ser feita por meio de experimentos de chuueiros, o que

impede a identificação das partículas evento a evento. Para conhecer a composição química destas partículas é preciso estudar o comportamento de observáveis dos chuveis atmosféricos extensos, relacionados com a espécie química da partícula primária, que serão discutidos na seção 2.7.3.

2.7 Chuveis Atmosféricos Extensos

Quando um raio cósmico suficientemente energético atinge a atmosfera, produz uma reação nuclear, gerando partículas secundárias que por sua vez podem interagir novamente com seus constituintes, iniciando assim uma cascata ou chuva atmosférica, onde a cada passo de interação são geradas novas partículas. As partículas neste chuva formam um disco de alguns metros de espessura e um diâmetro lateral que pode chegar a medir vários quilômetros. Mais ainda, a espessura do disco é bem menor no centro do chuva (~ 1 m) e vai aumentando em direção à borda (~ 100 m). O disco se propaga a uma velocidade próxima à da luz na atmosfera, com uma frente ligeiramente curva, embora possa ser considerada plana numa primeira aproximação (fig. 2.5). O número total de partículas secundárias aumenta com a energia do raio cósmico primário. Por exemplo, prótons com uma energia de 10^{15} e 10^{19} eV produzem aproximadamente 10^6 e 10^9 partículas secundárias, respectivamente. O número instantâneo de partículas varia com a propagação do chuva na atmosfera. Quando a energia das partículas na cascata alcança o limiar de produção de novas partículas secundárias, o número de partículas no chuva começa decair exponencialmente com a profundidade atmosférica devido aos processos de absorção. A profundidade atmosférica X é uma medida da quantidade de matéria atravessada pelo chuva durante seu desenvolvimento até uma determinada altura h_0 , definida matematicamente na aproximação de uma atmosfera plana como

$$X = \int_{h_0}^{\infty} \rho(h) \frac{dh}{\cos(\theta)}, \quad (2.8)$$

e expressa usualmente em unidades de g cm^{-2} , aqui θ é o ângulo formado pelo eixo do chuva e a direção vertical, chamado de ângulo zenital do chuva e $\rho(h)$ a função que descreve a variação da densidade com a altura.

Os raios cósmicos com energias suficientemente grandes geram chuveis atmosféricos extensos, cujas partículas secundárias são capazes de alcançar a superfície terrestre. O número de partículas que chega à superfície depende tanto da natureza e energia da partícula primária quanto de sua direção de chegada. Cerca de 99% destas partículas são elétrons (ou pósitrons) e fótons, formando a componente eletromagnética do chuva. Sua energia se encontra num intervalo de 1 a 10 MeV e transportam $\sim 85\%$ da energia total da cascata. A segunda componente significativa é a componente muônica, levando $\sim 10\%$ da energia total. Finalmente píons com $\sim 4\%$ da energia total e uma pequena porção de bárions formam a componente hadrônica que fica concentrada bem próximo ao eixo do chuva. Neutrinos também são produzidos nas interações de cascata, porém, sua contribuição é bem menor em relação às componentes mencionadas anteriormente.

Figura 2.5: Representação esquemática da detecção de um chuva atmosférico pelo SD. O ângulo zenital θ representa a inclinação do eixo do chuva em relação à linha vertical. O disco, com uma espessura ~ 1 m cerca do centro, é representado pelos pontos pequenos. Os pontos grossos representam as diferentes interações ocorridas ao redor do eixo do chuva durante seu desenvolvimento, a interação primária se produz tipicamente a alturas de ~ 1 km. Figura extraída de [51]

2.7.1 Componente Eletromagnética

Na interação primária são produzidos principalmente píons e káons. O posterior decaimento dos píons neutros em fótons gera a componente eletromagnética: fótons criam pares elétron-pósitron via produção de pares, que logo depois emitem novos fótons mediante radiação bremsstrahlung criando um processo de cascata. Processos secundários como espalhamento Compton por fótons e perdas de energia em elétrons por processos de ionização podem ser desprezados para altas energias. Baseado nestes aspectos Walter Heitler [52] propôs um simples modelo para descrever a evolução da componente eletromagnética do chuva como um processo de ramificação binário, onde a cada passo todas as partículas interagem e produzem duas novas partículas secundárias, cada uma com metade da energia da partícula anterior, isto é, em cada

interação um fóton cria um par e^+e^- com iguais energias, e cada elétron (ou pósitron), emite um fóton via bremsstrahlung com a metade de sua energia (ver fig. 2.6). Cada ramificação ocorre depois de ser

Figura 2.6: Modelo de cascata de Heitler da evolução da componente eletromagnética do chuva. A cada passo o número de partículas é duplicado, já seja por criação de pares ou emissão de um fóton via bremsstrahlung.

percorrida uma distância $d = \lambda_r \ln 2$, determinada pelo comprimento de radiação λ_r ($\lambda_r = 37 \text{ g/cm}^2$ em ar), definido como a distância média à qual se produz uma interação eletromagnética. Com isto, após o chuva ter percorrido uma distância X , temos $n = X/d$ ramificações. O número total de partículas então é $N(X) = 2^{X/d}$, e a energia individual de cada partícula $E(X) = E_0/N(X)$, sendo E_0 a energia da partícula primária. Este desenvolvimento continua até a energia individual cair abaixo de certo valor crítico onde a taxa de criação de novas partículas iguala a taxa de perdas energéticas por ionização. Essa energia crítica no ar é de $E_c^\gamma \approx 80 \text{ MeV}$. Neste ponto a cascata alcança um máximo no seu desenvolvimento e o número de partículas $N_{max}(X_{max})$ é dado pela razão entre a energia da partícula primária E_0 e a energia crítica E_c , depois disso, as partículas perdem energia continuamente, e finalmente são absorvidas pelo meio. Este modelo simplificado reproduz corretamente três principais propriedades das cascatas eletromagnéticas.

1. O número de partículas no ponto de máximo desenvolvimento da cascata é proporcional à energia do raio cósmico primário,

$$N_{max}(X_{max}) = E_0/E_c^\gamma. \quad (2.9)$$

2. A evolução da profundidade do máximo do chuva X_{max} é logarítmica com a energia,

$$X_{max} = X_0 + \lambda_r \ln(E_0/E_c^\gamma), \quad (2.10)$$

onde X_0 é a profundidade da primeira interação.

3. A taxa de elongação D_{10} , definida como a taxa de evolução de X_{max} com a energia, fica determinada pelo comprimento de radiação,

$$D_{10} = \frac{dX_{max}}{d(\log_{10} E_0)} = 2.3\lambda_r. \quad (2.11)$$

No ar este valor de D_{10} é aproximadamente 85 g/cm^2 .

Estas predições têm sido confirmadas por simulações de Monte Carlo de desenvolvimento de chuveis atmosféricos extensos, embora o número de partículas no máximo do chuveiro é superestimado por um fator de 2 a 3. Isto se deve aos fatos de que múltiplos fótons são criados durante a emissão de bremsstrahlung, e que os elétrons perdem energia muito mais rápido do que os fótons.

2.7.2 Componentes Hadrônica e Muônica

O modelo de Heitler pode ser adaptado para descrever o desenvolvimento da componente hadrônica do chuveiro [1, 53], formada principalmente por n , p , π^0 , $\pi^\pm$, K^0 , e $K^\pm$. Neste caso o parâmetro relevante é o comprimento de interação hadrônica λ_I . A cada passo de interação, de profundidade atmosférica $\lambda_I \ln 2$, é assumida a criação de $2N_\pi$ píons carregados e N_π píons neutros com igual energia ¹. Os π^0 decaem em fótons imediatamente passando a ser parte da componente eletromagnética do chuveiro, enquanto que os $\pi^\pm$ continuam com o processo de interação em cascata até alcançarem a energia crítica E_c^π ($\approx 20 \text{ GeV}$ em ar), com a qual seu decaimento em múons ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$) é mais provável que uma nova interação hadrônica. A cada passo de interação a componente eletromagnética é alimentada com $1/3$ da energia da componente hadrônica, portanto, os chuveis que precisam de um maior número de passos para os píons alcançarem a energia crítica E_c^π têm uma maior componente eletromagnética. Além disso, devido ao fato que a densidade da atmosfera diminui gradualmente com a altura, a probabilidade de ocorrer uma interação hadrônica também diminui, com o qual E_c^π aumenta com a altura, assim chuveis iniciados a uma maior profundidade atmosférica X_0 , terão uma menor energia crítica e consequentemente um menor número de múons produzidos. Deste modo, a energia transportada pelos múons ao nível do solo é menor para chuveis iniciados mais profundo na atmosfera.

Para obter o número total de múons no chuveiro assumimos que todos os píons decaem em múons quando alcançam a energia crítica. Então, o número de múons N_μ , pode ser calculado como

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{E_\mu^\pi} \right)^\beta, \quad (2.12)$$

onde $\beta = \ln 2N_\pi / \ln 3N_\pi$ ². Ao contrário da componente eletromagnética, o número de múons não aumenta linearmente com a energia da partícula primária, mas num ritmo mais lento. O valor preciso de β depende do valor de multiplicidade média usado para os píons, assim como da inelasticidade das interações hadrônicas. Assumindo que só a metade da energia é levada pelos píons a cada passo da interação, se obtém um valor de $\beta = 0.93$, e simulações detalhadas nos dão valores de β entre 0.93 e 0.95. Não obstante, esse modelo

¹ $N_\pi = 5$ para píons com energias entre 1 GeV e 10 TeV

² $\beta = 0.85$ para $N_\pi = 5$

simplificado não pode ser usado para prever de maneira correta o número total de múons no solo, em particular para grandes distâncias ao eixo do chuva. Para isto, o conhecimento da distribuição de produção de múons com a altura, da distribuição de momentos, e em particular a componente transversal destes tem um papel fundamental.

A determinação da posição do máximo do chuva para a componente hadrônica é mais complicado do que no caso da componente eletromagnética. Na medida que aumenta a seção de choque e a multiplicidade N_π , diminui o valor de X_{max} , enquanto que a evolução destas magnitudes com a energia modificam a taxa de alongação D_{10} . Por outro lado, a inelasticidade das interações hadrônicas também modificam tanto a profundidade X_{max} quanto a taxa de alongação. A devida determinação destas magnitudes precisa ser feita por meio de simulações de chuvas.

Uma extensão do modelo anterior pode ser feita para o caso em que a partícula primária é um núcleo atômico usando o princípio de superposição. Neste sentido a interação de um núcleo de massa atômica A pode ser visto como a superposição das interações individuais de A núcleons com energia E_0/A . Com isto, chuvas iniciados por núcleos mais pesados vão se desenvolver mais alto, rápido e com menos flutuações de chuva em chuva que aqueles iniciados por núcleos mais leves. A partir disso podemos obter as seguintes conclusões:

1. Chuvas iniciados por núcleos com número de massa A vão alcançar seu máximo desenvolvimento mais alto na atmosfera, sendo o deslocamento em relação a chuvas de prótons

$$X_{max}^p - X_{max}^A = \lambda_r \ln A. \quad (2.13)$$

2. Chuvas iniciados por núcleos com número de massa A vão ter um maior número de múons dado por

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{1-\beta}. \quad (2.14)$$

3. A evolução com a energia da seção de choque primária e a multiplicidade para os núcleos é a mesma que para prótons, assim diferentes núcleons terão idênticas taxas de alongação que serão representadas por linhas paralelas num gráfico de X_{max} vs energia (ver fig. 2.8).
4. As flutuações de chuva em chuva do X_{max} , serão menores para chuvas mais pesados.

Todos os modelos de interação hadrônica compartilham estes princípios básicos e os resultados mostrados anteriormente têm sido amplamente confirmados por detalhadas simulações de chuvas [54–57].

Quando as partículas da componente muônica alcançam a energia crítica, os píons e káons carregados $\pi^\pm$ e $K^\pm$, decaem em múons $\mu^\pm$ os quais representam $\sim 80\%$ do total de partículas carregadas que chegam à superfície, levando $\sim 10\%$ da energia total. Os múons conseguem alcançar o solo por causa de sua grande capacidade para atravessar a matéria, dominando o sinal nos detectores de superfície para distâncias grandes do eixo do chuva.

Os neutrinos são produzidos principalmente pelo decaimento tanto de píons quanto de múons, tendo um papel inferior na detecção de partículas secundárias já que interagem levemente dado que sua seção de choque de interação é bem pequena.

2.7.3 Estudos de Composição Química

Acima de $\sim 10^{14}$ eV o fluxo de raios cósmicos cai rapidamente sendo demasiado fraco para permitir uma medição direta, com o qual, a detecção das partículas só pode ser feita mediante experimentos de chuveis com base em terra. Com isto, é preciso utilizar as propriedades dos chuveis atmosféricos extensos para identificar o tipo de partícula primária cuja interação na atmosfera iniciou a cascata. Embora os chuveis forneçam uma variedade de observáveis que dependem da partícula primária, devido às flutuações no desenvolvimento do chuveiro, a identificação da espécie química evento a evento com boa precisão é sumamente difícil. Com o qual, a identificação da composição química das partículas incidentes só pode ser feita em faixas de energia determinadas a partir da análise de um conjunto de chuveis estatisticamente significativo.

A seguir, a figura 2.7 mostra os espectros de energia obtidos por vários experimentos para os diferentes elementos na faixa de 10 GeV a 10^8 GeV. Em particular, os dados do experimento de balão ATIC-2 fornecem o espectro para prótons e outros diferentes grupos de núcleos. O joelho de prótons pode ser observado em

Figura 2.7: Espectro energético de raios cósmicos medido por vários experimentos para energias menores que 10^{17} eV. As linhas representam os fluxos calculados usando um modelo padrão de raios cósmicos galácticos [58]. Figura extraída de [48]

$\simeq 3 \times 10^{15}$ eV nos dados do experimento de chuveis atmosféricos de KASCADE [60]. Para estas energias o parâmetro principal nos estudos de composição é a proporção múons-elétrons entre as componentes do chuveiro, a qual aumenta com a massa do núcleo primário. Neste caso as incertezas no desenvolvimento do chuveiro são menores já que as interações de partículas com energias similares podem ser testadas em

Figura 2.8: Determinação da composição química dos UHECRs a partir da medição da evolução da profundidade atmosférica do máximo desenvolvimento do chuvaire X_{max} e sua respectiva variância $\sigma_{X_{max}}$ com a energia. A composição de raios cósmicos é determinada indiretamente a partir da medição da profundidade atmosférica do máximo desenvolvimento do chuvaire X_{max} . Os dados (pontos) com as respectivas incertezas sistemáticas são mostrados junto as previsões de vários modelos de interação hadrônica (linhas) para prótons e ferro [59].

experimentos com aceleradores, o que faz possível uma fiável separação da componente de prótons.

Para as mais altas energias a técnica melhor estabelecida para extrair informação da composição química das partículas é a medição da posição do máximo desenvolvimento do chuvaire X_{max} [61]. Os principais modelos predizem a seguinte relação entre o valor médio de X_{max} , a energia E da partícula primária e seu número de massa A

$$X_{max} = (1 - b)\lambda_r \left(\ln \frac{E}{E_c} - \langle \ln A \rangle \right), \quad (2.15)$$

onde o parâmetro b toma valor zero para uma cascata puramente eletromagnética e para um chuvaire misto é menor que a unidade por uma quantidade que depende do modelo hadrônico de interação utilizado. As flutuações de X_{max} se tornam menores a medida que aumenta a massa da partícula primária, independentemente do modelo hadrônico em questão. Com isto tanto X_{max} , quanto o seu desvio padrão $\sigma_{X_{max}}$ são observáveis úteis para estudos de composição. Para extrair informação da distribuição de X_{max} é preciso comparar com simulações de chuvereiros, onde o ponto crucial é o modelo de interação hadrônica utilizado. A figura 2.8 mostra os resultados obtidos pelo Observatório Pierre Auger em comparação com os principais códigos de simulação utilizados atualmente.

3 | O OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER

O Observatório Pierre Auger [62] está localizado na Pampa Amarilla, na cidade de Malargüe, província de Mendoza, Argentina, a -35.2° de latitude e 69.5° de longitude. Este consiste numa imensa matriz de detectores dedicada ao estudo de chuviscos atmosféricos extensos (Extensive Air Showers - EAS) iniciados pela interação de raios cósmicos nas camadas elevadas da atmosfera, com energias entre 10^{17} e 10^{21} eV aproximadamente. Os objetivos do observatório são investigar a origem e as características dos raios cósmicos de ultra altas energias a partir do estudo do fluxo, da distribuição das direções de chegada e da composição química das partículas incidentes. Além de sua grande extensão, a característica distintiva do Observatório Pierre Auger é a utilização de uma técnica de detecção híbrida, baseada no uso combinado de detectores Cherenkov de superfície operando em conjunto com telescópios de fluorescência. O detector de superfície (Surface Detector - SD) está formado por um arranjo de 1600 detectores de efeito Cherenkov em água distribuídos numa área de 3000 km^2 , espaçados a 1500 m entre eles. O SD tem como objetivo detectar as partículas secundárias que atingem a superfície, sendo assim capaz de determinar a distribuição lateral de densidade do chuvisco no nível do solo. O detector de fluorescência (Fluorescence Detector - FD) consiste de um conjunto de 27 telescópios de fluorescência situados em quatro estações ópticas posicionadas na periferia do arranjo SD. O FD mede a luz de fluorescência emitida durante o percurso do chuvisco, e com isto, o perfil do desenvolvimento longitudinal da cascata de partículas na atmosfera. Estes dois métodos de observação complementares, em conjunto com a grande área de detecção, permitem ao Observatório Pierre Auger a aquisição de dados com uma grande estatística e qualidade, convertendo-o no melhor observatório na atualidade para o estudo dos raios cósmicos das mais altas energias. O SD opera com um ciclo de trabalho de essencialmente 100%, enquanto que o FD só opera em noites sem lua, com baixa cobertura de nuvens e condições climáticas favoráveis, de modo que o período de observação é de cerca de 13% do tempo total. Além disso, duas melhoras significativas para o estudo de faixas de energias mais baixas foram incorporadas para ampliar a capacidade científica do observatório na forma de detectores com configurações diferentes das usuais do SD e do FD: uma pequena superfície com uma maior densidade de detectores, espaçados a 750 m (Infill Array), e também uma extensão do FD usual que consiste num conjunto de 3 telescópios de fluorescência com um campo de visão mais alto (High Elevation Auger Telescopes - HEAT) [63]. A figura 3.1 mostra uma vista aérea do Observatório Pierre Auger.

Figura 3.1: Vista aérea do Observatório Pierre Auger. Os pontos pretos representam os detectores Cherenkov do SD. As linhas verdes representam o campo de visão em azimute de cada um dos telescópios de fluorescência. Acima à esquerda se pode observar o arranjo mais denso de detectores Infill em rosa e os telescópios HEAT em amarelo.

3.1 O Detetor de Superfície (SD)

O SD mede a distribuição lateral no solo das partículas secundárias geradas pelo processo de cascata na atmosfera. Este consiste num arranjo de 1600 detectores de efeito Cherenkov alinhados numa grade triangular equilátera com espaçamento de 1.5 km entre eles, capaz de examinar raios cósmicos com energias acima de 1 EeV eficientemente. Cada detector consiste basicamente num tanque cilíndrico de 10 m² de área de base e 1.2 m de altura, contendo um total de 12000 litros de água ultra-pura. No topo de cada tanque estão localizadas três tubos fotomultiplicadores (PMTs) distribuídos simetricamente a uma distância de 1.2 m do eixo central, olhando para baixo na água através de janelas de polietileno transparente. Estas fotomultiplicadoras captam a luz de Cherenkov produzida pela passagem das partículas relativísticas com carga através da água e também são sensíveis a fótons de altas energias capazes de criar pares elétron-pósitron no volume de água. A luz Cherenkov monitorada nestes detectores é medida em unidades do sinal médio produzido por um múon vertical e central atravessando o detector (Vertical Equivalent Muon - VEM). Cada estação do detector de superfície é auto-suficiente no sentido que é alimentada por meio de um sistema próprio de painéis solares e baterias, os quais provêm em média 10 Watts para os PMTs e o pacote eletrônico do detector, composto por um processador, um receptor GPS, um transceptor de rádio e um controlador de potência. Desse modo, elétrons, fótons e múons dos EAS são monitorados na superfície aproximadamente 100% do tempo. A figura 3.2 mostra as componentes de uma estação do SD, uma descrição detalhada pode ser encontrada em [64], a seguir é apresentada uma breve descrição das principais componentes.

Figura 3.2: Vista de uma estação do detector de superfície do Observatório Pierre Auger com suas principais componentes.

3.1.1 A Estação do SD

Os tanques de uma estação do detector de superfície são feitos de polietileno com paredes de 1.3 cm de espessura média e 530 kg de peso. Três escotilhas, localizadas acima dos PMTs, fornecem acesso ao interior do tanque para enchimento de água e para a instalação e manutenção das peças interiores. A energia elétrica é fornecida por dois painéis solares de 55 Wp (Watt-peak), que alimentam duas baterias de baixa manutenção de 12 V e 105 Ah cada uma, ligados em série para produzir um sistema de 24 V disponível mais de 99% do tempo. Os revestimentos dos tanques são cilindros circulares retos feitos de um material plástico flexível que se adapta à superfície interna dos tanques até uma altura de 1.2 m aproximadamente. Eles proporcionam um ambiente impermeável à luz refletindo difusivamente a radiação Cherenkov produzida no volume de água. O revestimento tem três janelas através das quais os PMTs olham para o volume de água desde cima. Estas janelas são feitas de polietileno de baixa densidade transparente à luz ultravioleta. O sinal elétrico dos PMTs é digitalizado por um conversor analógico - digital (Flash Analogical to Digital Converter - FADC) de 40 MHz. Quando um candidato a chuva dispara o SD, os dados dos PMTs são enviados para o sistema central de aquisição de dados (Central Data Acquisition System - CDAS).

Uma vez implantados em suas posições corretas no campo, os tanques são preenchidos com água ultra pura produzida em uma fábrica de água operada pela Colaboração Pierre Auger. A qualidade da água, dada por sua resistividade, excede 15 M Ω cm na saída da planta. Devido à sua alta pureza, espera-se que a água mantenha a sua clareza sem uma degradação significativa durante toda a vida útil do observatório, estimada em 20 anos.

3.1.2 O Sistema de Gatilho do SD

Para seleccionar eventos de interesse e rejeitar informação de fundo é necessária uma hierarquia de gatilhos¹ para identificar possíveis chuviros gerados por raios cósmicos, até a seleção final de eventos reais. O sistema de triggers do SD possui cinco passos numa escala de seleção ascendente. Os dois primeiros níveis, chamados de T1 e T2, são triggers locais formados em cada detector. Os triggers T2 são combinados com os de outros detectores em busca de correlações espaciais e temporais, conduzindo a um trigger de arranjo T3. Só aqueles eventos que passam o trigger T3 são armazenados permanentemente. A lógica deste processo de seleção é resumida na figura 3.3.

Figura 3.3: Esquema da estrutura hierárquica do sistema de gatilho do detector de superfície do Observatório Pierre Auger. Figura extraída de [65].

Dois tipos de triggers T1 são implementados, concebidos para detectar de maneira complementar as componentes eletromagnética e muônica do chuviro. O primeiro tipo de T1 é um simples trigger de limiar (Threshold Trigger - TH) o qual requer a coincidência dos três fotomultiplicadores com um sinal acima de $0.75 I_{VEM}$, onde I_{VEM} é a altura do pulso produzido por 1 VEM. Este trigger é usado para seleccionar sinais grandes que não estão necessariamente dispersos no tempo, sendo particularmente efetivo para a detecção de chuviros bem inclinados que atravessaram uma grande quantidade de matéria atmosférica e consequentemente têm uma componente muônica predominante. O segundo tipo de T1 usa o fato de que, com exceção dos sinais de chuviros muito inclinados ou para estações muito próximas ao eixo em chuviros mais verticais, a chegada das partículas e fótons no detector é dispersa no tempo. O segundo modo denominado trigger ToT (Time-over-Threshold) é implementado exigindo uma coincidência de dois PMTs com sinais acima de $0.2 I_{VEM}$ em ao menos 13 bins (> 325 ns) dentro de um intervalo de tempo de 3000 ns. Este trigger é destinado a seleccionar sequências de pequenos sinais dispersos no tempo. O trigger ToT é, portanto, otimizado

¹De aqui em diante o termo “gatilho” será substituído por seu equivalente em inglês “trigger”, mais familiar na literatura.

para a detecção de chuviros de baixa energia, dominados pela componente eletromagnética, ou chuviros de alta energia onde o ponto de impacto no solo está distante do detector.

O trigger T2 é aplicado no painel de controle da estação para reduzir a cerca de 20 Hz a taxa de eventos por detector. Todos os triggers ToT-T1 são promovidos para o nível T2, enquanto para os TH-T1 é exigida a coincidência dos três PMTS acima de um limiar de $3.2 I_{VEM}$.

Figura 3.4: Exemplo de uma configuração de trigger de terceiro nível T3. Os modos ToT2C₁&3C₂ e 2C₁&3C₂&4C₄ são mostrados na esquerda e direita, respectivamente. Os C_n representam a n -ésima coroa de vizinhos.

O terceiro nível de trigger T3 inicia a aquisição central de dados do arranjo, é formado no CDAS e está baseado na combinação espacial e temporal de triggers T2s. O nível T3 se baseia na implementação de dois tipos de triggers. O primeiro trigger T3 requer a coincidência de ao menos três detectores que tenham passado a condição ToT e que cumpram a exigência de um mínimo de compacidade, ou seja, um dos detectores deve ter um dos vizinhos da primeira coroa e um da segunda coroa ambos disparados. Este é chamado de trigger ToT2C₁&3C₂, onde C_n indica a n -ésima coroa de vizinhos (ver fig. 3.4). Uma vez que a coincidência espacial é verificada, os critérios temporais são impostos: cada T2 deve estar dentro de um intervalo de $(6 + 5 C_n) \mu s$ do primeiro. Um exemplo desta configuração de T3 é mostrado na figura 3.4(a). A taxa deste T3 com o arranjo completo em operação é de cerca de 1600 eventos por dia, o que significa que cada detector participa na detecção de um evento cerca de três vezes por dia. Uma vez que o ToT como trigger local tem um fundo muito baixo, ele seleciona eventos de origem predominantemente física, cerca de 90% dos eventos selecionados são chuviros reais, sendo especialmente eficiente para chuviros com ângulo zenital menor que 60° . O segundo modo T3 é mais permissivo. Requer uma coincidência de quatro T2 com uma compacidade moderada. Ou seja, dos quatro detectores disparados, dentro das janelas de tempo apropriadas, pelo menos um deve estar na primeira coroa de vizinhos de uma estação selecionada C_1 , outro deve estar

na segunda coroa C_2 , e o último pode estar tão longe quanto na quarta coroa C_4 . Este trigger é chamado de $2C_1\&3C_2\&4C_4$. Quanto aos critérios temporais, é aplicada a mesma lógica que para o $ToT2C_1\&3C_2$. Um exemplo desta configuração é mostrado na figura 3.4(b). Este trigger é eficiente para a detecção de chuueiros horizontais que, sendo ricos em múons geram sinais com uma estreita dispersão temporal a partir de detectores disparados com padrões amplamente espalhados no solo. Com a configuração completa do arranjo SD, este gatilho seleciona cerca de 1200 eventos por dia, dos quais cerca de 10% são chuueiros reais.

Figura 3.5: Esquema das configurações de trigger T4.

O quarto nível de trigger T4 é implementado para selecionar chuueiros reais do conjunto de dados fornecidos pelo trigger T3. Para isto dois critérios de seleção são definidos com objetivos diferentes. O primeiro deles chamado de 3ToT, requer que três estações próximas tenham passado o trigger T2-ToT formando uma rede triangular equilátera ou isósceles (ver fig. 3.5(a)). Aqui os tempos de detecção dos sinais nas estações devem ser compatíveis com aqueles que seriam obtidos por uma frente de chuueiro plana se propagando à velocidade da luz. Devido à sua compacidade, os eventos com ângulo zenital $\theta < 60^\circ$ são selecionados com alta eficiência ($> 98\%$). O segundo critério T4, chamado de 4C1, exige quatro estações próximas, na primeira coroa de uma determinada estação (ver fig. 3.5(b)). Neste caso também é preciso que os tempos dos sinais das quatro estações se ajustem à propagação de uma onda plana à velocidade da luz. Este trigger fornece uma eficiência de $\sim 100\%$ para chuueiros com $\theta < 60^\circ$. Esses dois critérios são complementares, o 4C1 favorece a seleção de eventos inclinados, ou seja, com ângulo zenital $\theta > 60^\circ$. Os eventos selecionados pelo critério 3ToT tem uma energia média de 6×10^{17} eV, enquanto para os 4C1 o valor fica em torno de 3×10^{18} eV.

Finalmente o quinto nível de trigger T5 é um trigger de qualidade. Sua principal tarefa é selecionar apenas eventos bem contidos no arranjo do SD, para garantir a confiabilidade da reconstrução do evento em termos de direção de chegada e determinação da energia da partícula primária. Isto exige primordialmente que o evento não esteja na borda do arranjo e que haja um número mínimo de estações ativas em torno da estação com maior sinal. Existem dois principais tipos de trigger T5. O primeiro, chamado de 6T5, exige que todas as seis estações na primeira coroa da estação com maior sinal estejam ativas no momento de detecção. Isto garante uma contenção adequada do evento dentro do arranjo do SD. Mesmo no caso de um evento de alta energia que cai dentro, mas perto da fronteira do arranjo, situação na qual parte da

Figura 3.6: Esquema das condições de trigger de qualidade 6T5 e 5T5-pos+.

informação do chuveiro é perdida, a informação dos sete detectores mais próximos do ponto de impacto do chuveiro no solo assegura uma reconstrução adequada. Um segundo trigger de qualidade, chamado de 5T5, requer que cinco das seis estações na primeira coroa estejam ativas no momento da detecção. Existem outros critérios de discriminação relacionados com o trigger 5T5 que são comumente utilizados na seleção de eventos. Estes estão relacionados com a posição do ponto de impacto do chuveiro no solo, pelo que só podem ser aplicados uma vez que a reconstrução do evento como um todo foi realizada. Primeiramente temos o trigger chamado de 5T5-pos (posterior) que requer que o ponto de impacto do chuveiro no solo caia dentro de um triângulo equilátero formado de estações ativas no momento em que o evento é registrado. Baseado neste mesmo critério, podemos identificar um segundo trigger 5T5-pos-i com a condição de que o ponto de impacto caia dentro de um triângulo isósceles de estações ativas. Finalmente, combinando estas duas condições temos o trigger 5T5-pos+ que admite eventos onde o ponto de impacto do chuveiro cai num triângulo equilátero ou isósceles de estações ativas. Este trigger é usado para aumentar a estatística com respeito ao número de eventos 6T5 sem perder confiabilidade no processo de reconstrução. A figura 3.6 mostra graficamente as condições descritas acima. No estudo apresentado nesta dissertação, a seleção de eventos será feita considerando os triggers 6T5 e 5T5-pos+ conjuntamente, ou seja, serão considerados na análise aqueles eventos que cumpram qualquer uma das duas condições.

3.1.3 Reconstrução da Geometria do Chuveiro no SD

A reconstrução da geometria do chuveiro consiste na determinação dos seguintes quatro parâmetros:

1. O tempo do impacto no solo do centro do chuveiro T_0 .
2. As coordenadas cartesianas do ponto de impacto no solo do centro do chuveiro (x_c, y_c) .
3. A direção de chegada do chuveiro, em função das coordenadas angulares locais θ e ϕ .
4. O raio de curvatura da frente do chuveiro R_c .

Para a determinação da geometria é preciso conhecer tanto a informação t_i^m dos tempos de disparo medidos nas diferentes estações que detectam o evento quanto uma estimativa dos tempos de chegada teóricos t_i

preditos assumindo a priori algum modelo para a propagação da frente do chuveiro, como podem ser modelos de frente de onda plana, esférica, parabólica etc. Os parâmetros livres do modelo adotado são ajustados mediante a minimização das diferenças entre os tempos teóricos e os medidos ponderadas pelas respectivas incertezas.

Numa primeira aproximação pode-se tomar uma frente de onda plana se propagando à velocidade da luz c . Com isto a diferença $\Delta t_i = t_i^m - t_i$ pode ser escrita como

$$\Delta t_i = t_i - \left(T_0 - \frac{(x_i - x_c)u + (y_i - y_c)v}{c} \right), \quad (3.1)$$

onde x_i, y_i são as posições das estações disparadas, $u \equiv \sin \theta \sin \phi$, $v \equiv \sin \theta \cos \phi$, os versores da direção de propagação do chuveiro. Sendo θ o ângulo zenital do eixo de chuveiro medido com respeito à vertical e ϕ o ângulo azimutal medido em sentido anti-horário a partir do leste (ver fig. 3.7). Num primeiro passo, a posição

Figura 3.7: Sistema de coordenadas locais do detector de superfície, com $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$

do centro do chuveiro no solo é determinada pelo baricentro de todas as estações disparadas ponderadas com um peso igual à raiz quadrada do sinal em cada estação. A direção de chegada pode ser determinada a partir da equação (3.1) mediante a minimização do parâmetro

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\Delta t_i)^2}{\sigma_{t_i}^2}, \quad (3.2)$$

onde σ_{t_i} é a incerteza do tempo t_i^m medido pela i -ésima estação. Para fazer o cálculo assumindo uma frente de onda não-plana, é preciso levar em conta sua curvatura. Por exemplo, para frentes de onda esféricas deve

ser somado na parte direita da equação (3.1) o termo

$$\frac{\Delta_i}{c} = \frac{\left(\sqrt{R^2 + r_i^2} - R \right)}{c} \quad (3.3)$$

sendo Δ_i a distancia adicional percorrida pela frente não-plana, R o raio de curvatura e r_i a distância da i -ésima estação ao eixo do chuveiro, como é mostrado na figura 3.8. Em particular, na reconstrução de eventos realizada no Observatório Pierre Auger os melhores resultados são obtidos ajustando uma frente de onda parabólica. O raio de curvatura R_c depende do ângulo zenital do chuveiro e da energia da partícula

Figura 3.8: Representação bidimensional dos frentes de onda plana e esférica que podem ser assumidos na reconstrução geométrica.

primária, e está sujeito a flutuações de chuveiro a chuveiro. Para eventos que disparem mais de quatro estações este parâmetro pode ser ajustado, enquanto que para os eventos que disparam só três ou quatro estações (comumente os de baixa energia), o raio de curvatura R_c pode ser parametrizado em função do ângulo zenital θ e do sinal S .

A resolução angular depende do número de estações disparadas, do tamanho dos sinais e do próprio ângulo zenital do chuveiro. Tipicamente, à medida que o chuveiro se torna mais inclinado, a direção de chegada é reconstruída com melhor precisão, embora esta tendência é invertida para eventos acima de 80° ; a medida que aumenta a inclinação do chuveiro, o espalhamento temporal da frente do chuveiro é menor que para eventos verticais, e o tempo de chegada T_0 pode ser estabelecido com maior precisão, além disso,

o número de estações disparadas tende a aumentar à medida que o ângulo zenital aumenta, dado que a densidade de estações no plano perpendicular ao eixo do chuveiro aumenta rapidamente com $\sec \theta$.

3.1.4 Função de Distribuição Lateral e Estimador de Energia $S(1000)$

O estimador da energia do chuveiro usado no SD para eventos verticais ($\theta < 60^\circ$) é chamado de $S(1000)$, e corresponde ao valor esperado do sinal à distância de referência de 1000 metros do eixo do chuveiro. Este valor é determinado a partir de um ajuste dos sinais medidos pelas estações do SD com suas respectivas distâncias ao eixo. A função que descreve a distribuição lateral dos sinais no nível do solo, no plano perpendicular ao eixo do chuveiro é conhecida como função de distribuição lateral ou simplesmente LDF (Lateral Distribution Function). Para determinar a LDF são usados conjuntamente os valores dos sinais medidos nas estações com suas respectivas distâncias ao ponto de impacto do chuveiro no solo, posteriormente o ajuste dos sinais é feito usando a projeção das posições dos detectores no plano perpendicular ao eixo do chuveiro. Para modelar a distribuição lateral dos sinais pode ser usada a seguinte função modificada de Nishimura–Kamata–Greisen [66, 67],

$$S(r) = S(r_{opt}) \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^\beta \left(\frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1} \right)^{\beta + \gamma}, \quad (3.4)$$

onde r é a distância ao eixo do chuveiro medida no plano transversal, $r_1 = 700$ m, r_{opt} é a distância de referência ótima, na qual são mínimas as variações do sinal devido a flutuações de chuveiro a chuveiro. Para o arranjo de detectores de superfície com um espaçamento de 1500 m entre estações, esta distância é de 1000 m [68], sendo $S(1000)$ o sinal de referência a ser ajustado para a posterior determinação da energia primária. Os parâmetros β e γ descrevem a atenuação com a distância ao eixo do sinal medido pelo SD numa determinada etapa do desenvolvimento do chuveiro, e dependem da energia, ângulo zenital do chuveiro e natureza do raio cósmico primário. O parâmetro β pode ser ajustado quando são disparadas mais de três estações, caso contrário, do mesmo modo que para γ , deve ser tomado de parametrizações feitas anteriormente. A figura 3.9 mostra um exemplo de um ajuste da LDF para um chuveiro vertical com $\theta = 27.5^\circ$ detetado por cinco estações.

Apesar de que função (3.4) se ajusta corretamente aos dados do Observatório Pierre Auger, uma outra parametrização foi derivada especificamente para a reconstrução dos eventos medidos pelo Observatório Pierre Auger. Sua forma funcional é a seguinte:

$$S(r) = S(r_1) \times \begin{cases} \left(\frac{r}{r_2} \right)^{\beta + 2\gamma \log(\frac{r_2}{r_{opt}})} \times \left(\frac{r_2}{r_{opt}} \right)^{\beta + \gamma \log(\frac{r_2}{r_{opt}})} & \text{para } r < 300 \text{ m} \\ \left(\frac{r}{r_1} \right)^{\beta + \gamma \log(\frac{r}{r_1})} & \text{para } r > 300 \text{ m} \end{cases} \quad (3.5)$$

onde $r_2 = 1000$ m, e os parâmetros β e γ dependem do ângulo zenital como:

$$\beta = \begin{cases} -4.80 + 1.27 \sec(\theta) - 0.0717 \sec^2(\theta) & \text{se } \theta < 58^\circ \\ -3.38 + 0.412 \sec(\theta) & \text{se } \theta > 58^\circ \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\gamma = \begin{cases} -0.536 + 0.559 \sec(\theta) - 0.231 \sec^2(\theta) & \text{se } \theta < 58^\circ \\ -0.28 - 0.0287 \sec(\theta) & \text{se } \theta > 58^\circ. \end{cases} \quad (3.7)$$

Figura 3.9: Exemplo do ajuste da LDF para um evento com 5 estações disparadas.

3.1.5 Correção por Atenuação Atmosférica e Determinação da Energia Primária

A distribuição lateral das partículas medida ao nível do solo é fortemente dependente do ângulo zenital θ ; à medida que aumenta a inclinação do chuveiro, aumenta consequentemente a quantidade de matéria atravessada durante seu desenvolvimento na atmosfera, de forma que o chuveiro sofre uma atenuação maior que, por sua vez, leva a uma diminuição do número de partículas secundárias que atingem o SD. Por causa disto o valor de referência $S(1000)$ apresenta um comportamento decrescente com o aumento do ângulo zenital do chuveiro. Tal dependência pode ser eliminada usando um método de normalização chamado de CIC (Constant Intensity Cut), onde cada um dos sinais $S(1000)$ é convertido num sinal de referência equivalente, independente do ângulo zenital, a partir da função $f_{CIC}(\theta)$ conhecida como curva de atenuação (ou curva CIC). Comumente o ângulo médio de 38° é usado como valor de referência para levar o sinal $S(1000)$ a $S_{38} \equiv S(1000)/f_{CIC}(\theta)$, que corresponde ao valor esperado do sinal a 1000 m de distância do eixo do chuveiro ao nível do solo no caso do chuveiro ter chegado com um ângulo zenital $\theta_{ref}=38^\circ$.

Para a determinação da curva de atenuação, assume-se que o fluxo de raios cósmicos na Terra é em boa aproximação isotrópico, isto é possível dado que as amplitudes das anisotropias esperadas são da ordem de poucos por cento. Com isto, em janelas que cubram a mesma área efetiva de detecção (ângulo sólido $\times$ área efetiva transversal ao fluxo incidente) devem ser medidos aproximadamente o mesmo número de chuveiros, obtendo-se uma distribuição uniforme em $\cos^2 \theta$. Pode-se então obter empiricamente a curva de atenuação normalizando os sinais medidos de tal forma que o fluxo medido para um determinado valor do sinal seja independente do ângulo zenital.

A parametrização de $f_{CIC}(\theta)$ se leva a cabo ajustando um polinômio de terceiro grau em $x \equiv \cos^2 \theta - \cos^2 \theta_{ref}$, ou seja, $f_{CIC}(x) = 1 + ax + bx^2 + cx^3$. Para evitar efeitos de eficiência de detecção, o ajuste é

Figura 3.10: Correlação entre o sinal S_{38} e a energia determinada pelo FD. Figura extraída de [69].

realizado usando eventos com sinal de referência $S(1000)$ suficientemente grande.

Finalmente, a energia do raio cósmico primário é estimada a partir do valor de S_{38} fazendo uso da relação $E = AS_{38}^B$, onde os coeficientes A e B são obtidos mediante uma calibração usando eventos híbridos, medidos pelos SD e FD simultaneamente, já que neste caso a energia do chuveiro pode ser estimada diretamente a partir das medidas do FD (ver seção 3.2.2). A figura 3.10 mostra a curva de calibração obtida em [69] com um conjunto de 840 eventos híbridos.

3.2 O Detetor de Fluorescência (FD)

O FD consiste em quatro estações ópticas localizadas em cima de pequenas elevações na periferia do arranjo do SD (ver fig. 3.1). Cada estação tem um total de 6 telescópios de fluorescência olhando para o interior do arranjo com uma pequena elevação de $\simeq 1.5^\circ$. O campo de visão de cada telescópio é de $30^\circ \times 30^\circ$ com o qual cada estação percorre um intervalo angular de 180° em azimuth por 30° em elevação. A figura 3.11 mostra um esquema da disposição dos detectores numa estação. O objetivo do FD é coletar a luz de fluorescência emitida pela atmosfera durante a passagem do chuveiro. O funcionamento dos telescópios é baseado na óptica de Schmidt, cada um consiste de um espelho esférico segmentado de $\sim 10 \text{ m}^2$, um plano focal esférico,

Figura 3.11: Desenho esquemático da disposição dos telescópios de fluorescência numa estação de FD. Figura extraída de [70].

um filtro passa-banda de luz ultravioleta de 300 – 410 nm e um anel corretor refrativo na abertura. A luz de fluorescência entra através do filtro ultravioleta e da lente corretora e é focalizada pelo espelho até uma câmera de 440 pixels de tubos fotomultiplicadores. A figura 3.12 mostra os principais componentes de uma câmera de fluorescência. Os pulsos de luz são digitalizados a cada 100 ns e uma hierarquia de vários níveis de triggers culmina na detecção e registro dos chuvis de raios cósmicos. Existem vários níveis de triggers. O primeiro digitaliza os sinais das placas analógicas de cada pixel acima de 10 MHz. O segundo trigger procura segmentos de trilhas de 5 pixels ativos, para isto a cada 100 ns a câmera inteira é varrida em busca de padrões de trilha nos pixels disparados. O terceiro nível de trigger no FD é um algoritmo de software que rejeita eventos causados por relâmpagos, múons que impactam o plano focal ou pixels disparados aleatoriamente. Ademais, cada detector é devidamente calibrado para encontrar a conversão correta entre as contagens digitais e a luz real medida em número de fótons.

3.2.1 Reconstrução da Geometria do Chuvis no FD

No FD o chuvis é detectado mediante uma sequência de pixels disparados na câmera de fluorescência. Para a reconstrução do eixo do chuvis, novamente as diferenças entre os tempos reais medidos e os previstos teoricamente são ponderadas por suas respectivas incertezas e somadas para construir um estimador de χ^2 e os parâmetros do chuvis são estimados mediante a minimização deste estimador. O primeiro passo na reconstrução é a determinação do plano que contém o olho da câmera e a linha do eixo do chuvis (Shower-Detector Plane - SDP). Experimentalmente, este é o plano do olho da câmera que contém a maioria dos pixels disparados. Posteriormente, a informação temporal dos pixels é utilizada para reconstruir o eixo do chuvis contido no SDP. A figura 3.13 mostra os parâmetros usados em tal reconstrução. O eixo do chuvis pode ser caracterizado por dois parâmetros, a distância R_p medida perpendicularmente da câmera ao eixo do chuvis

Figura 3.12: Vista esquemática de um telescópio de fluorescência do SD. Figura extraída de [70].

Figura 3.13: Ilustração da reconstrução geométrica do chuveiro a pelo detector de fluorescência. Figura extraída de [70]

e o ângulo χ_0 entre o eixo e a linha horizontal formada pela intersecção do SDP com o solo. A orientação de cada pixel disparado é dada pelo ângulo χ_i entre a linha que aponta na direção do pixel e a linha horizontal

contida no plano SDP. Sendo t_0 o tempo onde a frente do chuveiro passa pelo ponto de máxima aproximação à câmera R_p , o tempo de chegada da luz ao i -ésimo pixel pode ser estimado mediante

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2} \right). \quad (3.8)$$

Finalmente, os parâmetros do chuveiro são obtidos ajustando esta função aos tempos medidos pelo detector.

3.2.2 Perfil Longitudinal e Energia do Chuveiro

Figura 3.14: Exemplo de um perfil de energia depositada por profundidade atmosférica e ajuste da função de Gaisser-Hillas para um chuveiro de (3.0 ± 0.2) EeV. Figura extraída de [70].

A principal tarefa do detector de fluorescência é a determinação do perfil longitudinal do chuveiro a partir da coleção da luz emitida isotropicamente durante seu desenvolvimento. As partículas carregadas geradas no processo de cascata podem excitar as moléculas de nitrogênio da atmosfera, as quais posteriormente no processo de desexcitação emitem luz de fluorescência no intervalo de comprimento de onda de $\sim 300 - 400$ nm, a atmosfera age como um calorímetro neste sentido. Mais ainda, o número de fótons de fluorescência emitidos é proporcional à energia depositada na atmosfera pelas partículas carregadas, por exemplo, cerca de 20 fótons são emitidos entre 300-400 nm por cada 1 MeV de energia depositada. Medindo a taxa de emissão de fluorescência como função da profundidade atmosférica X^2 , é possível reconstruir o perfil longitudinal do chuveiro $\frac{dE}{dX}(X)$. Tal perfil pode ser descrito fenomenologicamente por meio da seguinte função de Gaisser-Hillas [72],

$$f_{GH} = \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right) \frac{dE}{dX}(X = X_{max}) \quad (3.9)$$

$^2 X = \int_{h_0}^{\infty} \rho(h) \frac{dh}{\cos(\theta)}$

Figura 3.15: Razão entre a energia invisível para o FD E_{inv} e a energia da partícula primária E_0 como função da energia calorimétrica E_{cal} obtida em [71] mediante simulações de Monte Carlo (círculos vazios) e a partir dos dados do FD usando um modelo semi-empírico (círculos cheios), para prótons, ferro e uma composição mista de 50% prótons e 50% ferro (QGSJET01c).

onde X_0 é a profundidade atmosférica da primeira interação e λ o comprimento de interação. A figura 3.14 mostra um exemplo do perfil obtido para um chuvaire de 3×10^{18} eV e junto com o ajuste da função de Gaisser-Hillas. A integral do perfil longitudinal sobre a profundidade atmosférica nos dá a energia total depositada na atmosfera por ionização, chamada de energia calorimétrica, que é aproximadamente 90% da energia do raio cósmico primário:

$$E_{cal} = \int \frac{dE}{dX}(X) dX. \quad (3.10)$$

Os 10% da energia restante que não podem ser medidos diretamente pela emissão de fluorescência consiste em energia levada pelos múons de alta energia, neutrinos e outras partículas que não excitam as moléculas de nitrogênio da atmosfera. Esta fração de energia “perdida” não entra no cálculo feito pelo FD, não obstante pode ser estimada mediante simulações de chuvaire, sendo possível calcular um fator de

correção que vai depender do tipo de partícula primária e da sua energia. A figura 3.15 mostra os valores de tal correção obtidos para prótons e ferro a partir de simulações com diferentes modelos de interação hadrônica. Para uma explicação detalhada deste procedimento veja [71].

3.3 Reconstrução de Eventos Inclinados

A reconstrução dos eventos com ângulos zenitais θ maiores que 60° , chamados de inclinados, merece um tratamento diferente. Os chuveis produzidos por UHECRs com grandes ângulos zenitais atravessam profundidades atmosféricas muito maiores do que os chuveis verticais ($\theta < 60^\circ$). Com isto, no momento que a frente do chuveiro atinge o solo, a geração de elétrons e fótons no processo de cascata está basicamente terminada, e a maior parte deles foi absorvida na atmosfera. A maioria das partículas que atingem o solo são múons energéticos provenientes de decaimentos de píons carregados, acompanhados de uma pequena componente de elétrons e fótons que derivam dos próprios múons, principalmente de decaimentos durante o voo. Esses múons viajam longas distâncias se desviando no campo magnético da Terra, de modo que, quando atingem o solo, a simetria cilíndrica característica dos chuveis é perdida. Por causa disto é preciso usar um método alternativo para estimar de maneira confiável a energia da partícula primária, já que o estimador $S(1000)$ usado para a determinação da energia dos eventos verticais é construído tendo em conta as seguintes duas características distintivas da componente eletromagnética predominante nestas cascatas:

1. Uma distribuição azimutal simétrica no plano perpendicular ao eixo do chuveiro.
2. Um comportamento do sinal essencialmente contínuo com a distância ao eixo.

A análise de eventos inclinados é de particular interesse porque aumenta a região apreciável do céu, estendendo a exposição do experimento em $\sim 30\%$, permitindo assim a busca de anisotropias numa região mais extensa da esfera celeste à qual não é possível ter acesso só através dos eventos verticais. Uma vez que o número total de múons depende do tipo de partícula primária, os chuveis inclinados podem ser usados para estudos de composição química. Além disso, os eventos inclinados também são importantes porque representam uma fonte de fundo na busca de chuveis induzidos por neutrinos. A reconstrução da geometria do chuveiro é feita da mesma maneira que para eventos verticais, isto é, ajustando os tempos de chegada dos sinais nas diferentes estações a um modelo determinado da frente do chuveiro. Porém, a reconstrução do tamanho do chuveiro requer técnicas diferentes das usadas para chuveis verticais.

3.3.1 Determinação do Tamanho do Chuveiro N_{19} e a Energia Primária.

O estimador da energia ou tamanho do chuveiro para eventos inclinados é obtido por meio de um procedimento que consiste em comparar a densidade de múons medida ao nível do solo com a densidade esperada, derivada de simulações de chuveis para distintas direções de chegada da partícula incidente. Este procedimento é baseado nas observações de que a forma da distribuição de múons é universal para uma direção do eixo do chuveiro dada e que só um fator de normalização geral depende da energia e da massa da partícula primária.

A densidade de múons ρ_μ é função da coordenada $\vec{r} = (x - x_c, y - y_c)$ relativa à posição do ponto de impacto do chuveiro no solo. A descrição de $\rho_\mu(\vec{r})$ é obtida mediante simulações de chuveiros, e depende fortemente tanto da direção de chegada e energia da partícula primária, quanto da natureza da partícula incidente e do modelo de interação hadrônica usado nas simulações.

Desse modo, a distribuição esperada da densidade de múons ao nível do solo $\rho_\mu(\vec{r})$, pode ser modelada como,

$$\rho_\mu(\vec{r}) = N_{19} \rho_\mu^{19}(\vec{r}, \theta, \phi), \quad (3.11)$$

onde N_{19} é definido como o fator de escala de um evento em particular com respeito a uma distribuição de múons de referência $\rho_\mu^{19}(\vec{r}, \theta, \phi)$, convencionalmente escolhida como a densidade média de múons para prótons primários com uma energia de 10^{19} eV, simulada com o modelo de interação hadrônica QGSJetII-03 [73]. A figura 3.16 mostra um exemplo do mapa de distribuição de referência.

Figura 3.16: Exemplo de mapa de densidade de múons de referência esperada de acordo com o perfil $\rho_\mu^{19}(\vec{r}, \theta, \phi)$ para uma próton incidente de $E = 10^{19}$ eV na direção $\theta_i = 80^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$. Figura extraída de [74]

Uma vez que a direção de chegada está estabelecida, o número N_μ de múons esperados em cada estação pode ser obtido multiplicando a densidade de múons ρ_μ pela área do detector $A_\perp$ projetada no plano

perpendicular ao eixo do chuveiro:

$$N_\mu = \rho_\mu(\vec{r})A_\perp(\theta) = N_{19}\rho_\mu^{19}(\vec{r}, \theta, \phi)A_\perp(\theta). \quad (3.12)$$

Posteriormente a posição (x_c, y_c) e o tamanho N_{19} do chuveiro são obtidos fazendo um ajuste de máxima verosimilhança do número esperado de múons N_μ à componente muônica S_μ do sinal medido nas estações do SD [75]. Com isto a energia da partícula primária pode ser calculada a partir da relação $E = AN_{19}^B$, onde os coeficientes A e B são determinados novamente mediante uma calibração usando eventos híbridos por meio da relação

$$N_{19} = A(E_{FD}/10^{19} \text{ eV})^B, \quad (3.13)$$

sendo E_{FD} a energia da partícula primária determinada pelo detector de fluorescência. A figura 3.17 mostra um exemplo de tal calibração.

Figura 3.17: Exemplo do ajuste da curva de calibração $N_{19} = A(E_{FD}/10^{19} \text{ eV})^B$ usando eventos híbridos com $\theta > 60^\circ$. Figura extraída de [76]

4 | ANISOTROPIAS EM GRANDE ESCALA

A distribuição angular dos raios cósmicos é notavelmente isotrópica, em particular para energias abaixo de 10^{14} eV nenhum sinal de anisotropia foi detetado com a estatística disponível até hoje. Estudos de anisotropias na distribuição de direções de chegada dos raios cósmicos podem fornecer informação sobre a distribuição espacial e mecanismos de aceleração das fontes, assim como das características da propagação e deflexão das partículas através dos campos magnéticos galáctico e extragaláctico. Em particular, estudos de anisotropias em pequenas escalas angulares permitem identificar as localizações das fontes pontuais, enquanto que estudos em grandes escalas angulares devem fornecer informação sobre os aspectos de propagação e deflexão magnética.

A distribuição em grandes escalas angulares das direções de chegada dos raios cósmicos é um observável importante nas tentativas de entender sua origem e natureza, já que está intimamente conectada tanto à possível distribuição de fontes quanto à propagação de partículas carregadas pelo espaço. Acima do corte GZK, a alta rigidez magnética dos UHECRs implica em desvios angulares moderados ($\sim$ graus), de modo que estudos de correlação com fontes pontuais ainda são possíveis. A energias mais baixas, entretanto, qualquer correlação a pequenas escalas angulares é destruída pelos campos magnéticos, tanto galácticos quanto extragalácticos, de modo que os estudos de anisotropia devem se limitar à busca de padrões que se estendam por regiões de tamanho apreciável do céu.

Os resultados dos estudos de anisotropia em grande escala são uma fonte de informação valiosa para tentar entender as peculiaridades da origem e natureza dos UHECRs. Por exemplo, em relação ao controverso tema da região do tornozelo, uma possível explicação desta característica do espectro como uma assinatura da transição de UHECRs galácticos para extragalácticos pode resultar num padrão dipolar na distribuição da taxa de eventos medida na Terra [77]. As expectativas teóricas para tal amplitude podem ser derivadas de previsões feitas por modelos de campos magnéticos galácticos com diferentes características [31]. Uma outra possível interpretação do tornozelo é a distorção de um espectro extragaláctico dominado por prótons que sofrem perdas energéticas devido à produção $e^\pm$ pela interação com fótons da radiação cósmica de fundo (Cosmic Microwave Background-CMB) [3]. Neste último cenário é esperada a aparição de um padrão dipolar na distribuição de raios cósmicos devido ao movimento da Terra dentro do referencial de repouso do CMB, conforme descrito pelo efeito Compton-Getting, com uma amplitude da ordem de $\sim 0,6\%$ [78].

4.1 Efeito Compton-Getting

O movimento relativo do detector com respeito a um sistema de referência no qual a distribuição de raios cósmicos porventura seja isotrópica produz a aparição de uma anisotropia no fluxo de raios cósmicos medido, este fenômeno é conhecido como efeito Compton-Getting [78]. Se um detector de raios cósmicos se move a uma velocidade v_{det} , ele vai experimentar um excesso na detecção de partículas na direção do movimento, juntamente com o deficit na direção oposta, ambas características irão levar à aparição de um padrão dipolar na distribuição de direções de chegada dos raios cósmicos medida pelo detector em movimento. Numa primeira aproximação a ordem de magnitude da amplitude dipolar d pode ser estimada simplesmente fazendo a razão entre a velocidade do detector e a velocidade da luz $d \sim v_{det}/c = \beta$. A expressão exata é derivada fazendo uma analogia com o efeito Doppler relativístico [78, 79]:

$$d \approx (\gamma + 2)\beta, \quad (4.1)$$

onde γ é o índice espectral do fluxo ($dN/dE \propto E^{-\gamma}$). Para calcular a amplitude do dipolo num cenário específico, é preciso conhecer em que sistema de referência a distribuição dos raios cósmicos se assume isotrópica, com isto o problema pode ser reduzido a calcular a velocidade relativa entre o detector e esse sistema de referência. Por outro lado, a observação de uma determinada amplitude e direção também pode servir para excluir ou confirmar certos cenários. A seguir serão apresentados três dos cenários mais realistas que podem conduzir à aparição das anisotropias descritas pelo efeito Compton-Getting.

Para energias relativamente baixas, $\lesssim 10^{17}$ eV, os raios cósmicos são principalmente de origem galáctica e são presos durante muito tempo no campo magnético da galáxia, com o qual, suas direções de chegada são randomizadas pelos campos magnéticos galácticos turbulentos. Não obstante, na hipótese dos raios cósmicos serem isotrópicos no referencial da galáxia, o movimento relativo do sistema solar em relação ao centro galáctico causaria um dipolo na distribuição medida dos UHECRs [51]. Neste caso a velocidade relativa do detector coincide com a velocidade do sistema solar $v_{det}^{sun} = 200$ km/s na direção $(\alpha, \delta) = (270^\circ, 30^\circ)$ em coordenadas equatoriais, o qual conjuntamente com o valor do índice espectral $\gamma = 3.3$ acima do joelho leva à aparição de uma anisotropia dipolar de amplitude $d_{sun} \approx 0.35\%$ nesta direção. No caso dos raios cósmicos galácticos girarem em torno do centro galáctico com a mesma velocidade do sistema solar, a sobredensidade de UHECRs que chegam da direção de viagem é parcialmente diminuída levando a uma diminuição na amplitude dipolar de aproximadamente uma ordem de grandeza gerada essencialmente pelo movimento da Terra em torno no Sol.

Um segundo cenário conhecido como efeito Compton-Getting cosmológico [79] tem lugar para energias em torno do tornozelo, situação na qual o sistema de referência onde os raios cósmicos são assumidos isotrópicos coincide com o referencial de repouso do CMB. Neste caso a velocidade relativa do sistema solar com respeito ao referencial em repouso do CMB pode ser calculada a partir da detetada anisotropia dipolar do CMB [80], dando lugar a uma velocidade de $v_{det}^{CMB} \approx 370$ km/s na direção $(\alpha, \delta) = (168^\circ, -7^\circ)$ em coordenadas equatoriais $((\ell, b) = (264^\circ, 48^\circ))$, com o qual, considerando o índice espectral $\gamma = 2.7$ para estas energias, conduz a uma esperada amplitude dipolar de $d_{CMB} \approx 0.6\%$ nesta direção.

Para energias $\gtrsim 10^{18}$ eV é esperada a aparição de uma anisotropia produzida pelo movimento da nossa galáxia através do espaço intergaláctico, isto é conhecido como efeito Compton-Getting extragaláctico [51].

Neste caso o sistema de referência onde os raios cósmicos se assumem isotrópicos coincide com o referencial em repouso do Grande Atrator. A velocidade relativa do detector com respeito ao referencial do Grande Atrator é dada pela soma vetorial da velocidade relativa da Via-Láctea com respeito ao referencial do Grande Atrator que é de $v_{det}^{gal} \approx 630$ km/s na direção $(\alpha, \delta) = (241^\circ, 61^\circ)$, mais a já mencionada velocidade do sistema solar com respeito à galáxia v_{det}^{sun} , dando lugar a uma velocidade relativa total $v_{det}^{tot} \approx 800$ km/s na direção $(\alpha, \delta) = (251^\circ, 54^\circ)$, com o qual uma anisotropia dipolar de amplitude $d_{ext} \approx 1.3\%$ nesta direção é esperada pelo movimento da galáxia no espaço extragaláctico.

4.2 Propagação nos Campos Magnéticos

No caso de existir alguma anisotropia na distribuição primária, a influência dos campos magnéticos, tanto galácticos quanto extragalácticos, na trajetória dos raios cósmicos durante sua propagação pode levar à aparição de padrões de anisotropias em grandes escalas angulares na distribuição de chegada das partículas na Terra. Em qualquer caso, as previsões dependem das características do modelo de campo magnético adotado, da composição química das partículas incidentes, assim como da distribuição espacial das fontes.

Em [31] foram estudadas as anisotropias esperadas no cenário do modelo de difusão/deriva proposto em [25] para a propagação dos raios cósmicos no campo magnético da galáxia. Neste caso a amplitude dipolar d associada com a componente galáctica do fluxo está dada por

$$d = \frac{3}{c} \frac{\mathbf{J}}{N}, \quad (4.2)$$

onde $\mathbf{J}$ é a corrente de raios cósmicos galácticos e N a densidade total (galácticos mais extragalácticos). As figuras 4.1 e 4.2 mostram os resultados das amplitudes e direções obtidas para os principais constituintes da componente galáctica dos raios cósmicos considerando uma distribuição com simetria axial das fontes.

O efeito de lente do campo magnético [33] também pode provocar a aparição de anisotropias na distribuição de chegada dos raios cósmicos: a parte coerente do campo poderia levar a uma focalização dos UHECRs extragalácticos produzindo um excesso na magnitude do fluxo medido em determinadas direções, que por sua vez, poderiam induzir um padrão dipolar de anisotropia. A amplitude e direção do dipolo dependem fortemente do modelo usado para a descrição do campo magnético galáctico. A hipótese de uma única e poderosa fonte de raios cósmicos também pode resultar num padrão de anisotropia que pode ser descrito em primeira aproximação por um dipolo. Assumindo-se que o espectro de produção dos raios cósmicos nas fontes apresente uma rápida diminuição com a energia, de maneira similar ao espectro energético detectado na Terra, pode-se fazer as seguintes considerações: em primeiro lugar, as partículas de mais altas energias seriam defletidas fracamente pelos campos magnéticos, de modo que suas direções de chegada apontariam em boa medida à fonte. Em segundo lugar, a maior parte dos UHECRs que se encontram concentrados na região de mais baixas energias do espectro, estariam sujeitos a grandes deflexões pelos campos magnéticos, com uma distorção angular aumentando com a diminuição da energia da partícula, isto levaria a um grande espalhamento em torno da fonte das direções de chegada medidas na Terra, podendo resultar na aparição de um padrão dipolar na distribuição dos UHECRs detectados.

Figura 4.1: Amplitudes das anisotropias correspondentes as principais constituintes da componente galáctica de raios cósmicos. Figura extraída de [31]

A influência dos campos magnéticos extragalácticos na propagação dos raios cósmicos também pode produzir padrões de anisotropias na distribuição das direções de chegada medida na Terra. Em [81,82] foram estudadas as anisotropias produzidas pela difusão dos raios cósmicos de ultra altas energias, provenientes de fontes extragalácticas próximas, nos campos magnéticos turbulentos fora da galáxia a partir de simulações das trajetórias de prótons e núcleos mais pesados. A figura 4.3 mostra as amplitudes dipolares obtidas em [81] considerando uma única fonte de prótons situada a diferentes distâncias do ponto de observação. Em qualquer caso são esperadas grandes amplitudes dipolares para energias acima de 1 EeV.

Em uma situação mais realista, o fluxo total de raios cósmicos provavelmente é originado de um conjunto de múltiplas fontes. A componente dipolar total do fluxo dependerá principalmente da localização e das intensidades das fontes mais próximas e de se há uma distribuição não-homogênea das fontes em grandes escalas. A figura 4.4 mostra a amplitude dipolar esperada para prótons incidentes em caso de múltiplas fontes distribuídas uniformemente até uma distância de 100 Mpc com densidades de 10^{-5} e 10^{-4} Mpc^{-3} . Para a densidade $\rho = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ as amplitudes vão desde $\sim 1\%$ para $E = 0.1 \text{ EeV}$ até $\sim 2\%$ para $E = 1 \text{ EeV}$ e alcançam $\sim 8\%$ para energias de 10 EeV. Para $\rho = 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$ as amplitudes diminuem num fator dois devido que muitas mais fontes contribuem no fluxo total neste caso.

Se as próprias fontes têm uma distribuição não-homogênea ao redor do observador, em particular uma distribuição dipolar, é esperada uma contribuição adicional para a amplitude dipolar da anisotropia observada. A figura 4.5 mostra a amplitude dipolar esperada quando as fontes são distribuídas de acordo com as galáxias no catálogo 2MRS (2 Micron All-Sky Redshift Survey [83]) com uma densidade $\rho = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ para um campo magnético de 1 nG, novamente sendo prótons as partículas incidentes. Neste caso é ob-

Figura 4.2: Direção das anisotropias correspondentes às principais constituintes da componente galáctica de raios cósmicos para as mesmas espécies químicas consideradas na figura 4.1. AGC-Anti Galactic Center, NGP-Nort Galactic Pole, etc. Figura extraída de [31]

Figura 4.3: Amplitude dipolar produzida por uma fonte de prótons localizada a distâncias de 50, 100, 200 e 400 Mpc do observador (de cima para baixo no gráfico) para um campo magnético extragaláctico de comprimento de coerência $l_c = 1$ Mpc e amplitude $B = 1$ nG (esquerda) e 3 nG (direita). Figura extraída de [81]

servado um aumento da amplitude do dipolo de cerca de 70% em média em relação ao caso isotrópico.

Figura 4.4: Valor médio e dispersão da amplitude dipolar esperada de múltiplas fontes de prótons distribuídas uniformemente com densidades 10^{-5} (linhas contínuas vermelhas) e 10^{-4} (linhas tracejadas azuis) Mpc^{-3} para campos magnéticos turbulentos de amplitude B de 1 nG (esquerda) e 3 nG (direita). Figura extraída de [81]

Os estudos anteriores foram estendidos em [82] para núcleos mais pesados considerando os efeitos de perdas energéticas durante a propagação. A figura 4.6 mostra as amplitudes dipolares obtidas para núcleos de He, C, e Fe emitidos por fontes individuais para várias distâncias do observador. Pode ser apreciado que as partículas com menor número atômico produzem uma maior anisotropia. Isso ocorre porque devido a sua maior rigidez sofrem deflexões menores do que as partículas de maior número atômico. Para a menor distância de 25 Mpc, onde as perdas de energia são menos relevantes, as anisotropias das diferentes componentes são bastante similares para a mesma rigidez magnética.

A figura 4.7 mostra as amplitudes dipolares obtidas considerando agora uma distribuição homogênea das fontes com densidades de 10^{-5} Mpc^{-3} e 10^{-4} Mpc^{-3} . Para uma maior densidade de fontes, o fluxo proveniente de cada fonte é menor, levando a anisotropias menores.

Num cenário no qual o fluxo de raios cósmicos acelerados nas fontes extragalácticas está composto por partículas de diferentes espécies químicas, a figura 4.8 mostra as amplitudes e dispersão das anisotropias dipolares esperadas para uma composição química mista de prótons, hélio, carbono, silício e ferro obtidas para uma distribuição homogênea das fontes e distribuídas acorde com a distribuição de galáxias do catálogo 2MRS com uma densidade de $\rho = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ e um campo magnético de 1 nG. Novamente a distribuição não-homogênea das fontes aumenta a amplitude do dipolo prevista por um fator de 2 aproximadamente em comparação com o caso da distribuição homogênea.

4.3 Métodos de Análise

Nesta seção serão apresentados e discutidos dois dos principais métodos utilizados frequentemente na busca de anisotropias em grandes escalas angulares. O primeiro é o método de expansão multipolar usado nesta

Figura 4.5: Amplitude dipolar esperada para prótons incidentes quando as fontes locais numa distância de até 100 Mpc são distribuídas como as galáxias no catálogo 2MRS, com uma densidade $\rho = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ num campo magnético de 1 nG (linhas tracejadas azuis). Para a comparação também são mostradas as amplitudes esperadas em caso de uma distribuição homogênea com os mesmos parâmetros (linhas contínuas vermelhas). Figura extraída de [81]

dissertação, o qual consiste na recuperação dos sinais de anisotropias a partir de uma decomposição em harmônicos esféricos da distribuição das direções de chegada dos eventos. O segundo é um procedimento mais simples experimentalmente, conhecido como método de Rayleigh modificado, também usado amplamente em estudos de anisotropias em grande escala. A análise neste caso é feita a partir da projeção das direções de chegada dos eventos sobre um plano determinado.

4.3.1 Expansão Multipolar

A expansão multipolar pode ser considerada o método padrão para os estudos de anisotropia em todas as escalas angulares. Representando o fluxo de raios cósmicos Φ em função dos momentos de baixa ordem, temos que

$$\Phi(\mathbf{n}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left(1 + d \mathbf{d} \cdot \mathbf{n} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} Q_{i,j} n_i n_j + \dots \right), \quad (4.3)$$

onde $\mathbf{n}$ é o vetor unitário na direção $(\theta; \phi)$, d e $\mathbf{d}$ são a amplitude e direção do dipolo, respectivamente, e $Q_{i,j}$ as componentes do tensor quadrupolar. A expansão em harmônicos esféricos da distribuição das direções de

Figura 4.6: Amplitude dipolar esperada para uma fonte individual à distância de 25, 150 e 300 Mpc emitindo núcleos de He, C o Fe. Figura extraída de [82]

Figura 4.7: Amplitude dipolar esperada para núcleos de H, He, C, Si e Fe para uma distribuição homogênea das fontes com densidades de 10^{-5} Mpc^{-3} (linhas contínuas vermelhas) e 10^{-4} Mpc^{-3} (linhas descontínuas pretas). Figura extraída de [82]

Figura 4.8: Amplitude dipolar esperada para uma composição mista de raios cósmicos quando as fontes locais numa distância de até 100 Mpc são distribuídas de maneira homogênea (linha descontinua preta) e como as galáxias no catálogo 2MRS (linha contínua azul), com uma densidade $\rho = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ num campo magnético de 1 nG. Figura extraída de [82]

chegada na esfera celeste é comumente referida como expansão multipolar. Considerando que o fluxo é uma função real definida sobre a esfera, então é válida a seguinte expansão:

$$\Phi(\mathbf{n}) = \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_l^m(\mathbf{n}), \quad (4.4)$$

onde $l = 0, 1, 2, \dots$, e $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm l$, e as funções Y_l^m são os conhecidos harmônicos esféricos definidos como

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi}, \quad (4.5)$$

onde os $P_l^m(\cos \theta)$ são os polinômios associados de Legendre. A expansão de ordem zero ($l = 0$) descreve um monopolo, a primeira ordem descreve um dipolo ($l = 1$), a segunda ordem um quadrupolo ($l = 2$), a terceira um octopolo ($l = 3$) e assim por diante. Com isto, todo sinal de anisotropia fica codificado no conjunto dos coeficientes a_{lm} . O truncamento da soma na equação (4.4) fornece uma aproximação do fluxo com uma precisão angular determinada pelo valor máximo de l considerado na expansão. Por exemplo, uma distribuição puramente dipolar resultará em $a_{lm} \neq 0$ apenas para $l = 1$. Neste caso, existem três valores disponíveis para $|m| \leq 1$ conduzindo a três coeficientes multipolares distintos, $a_{1,0}$, $a_{1,1}$, e $a_{1,-1}$. O alcance das escalas angulares que a aproximação compreende é determinado pelos valores de l considerados na soma, sendo que amplitudes de ordem l produzem variações do fluxo em escalas angulares $\delta\vartheta \sim \frac{1}{l}$. De fato, para uma distribuição angular descrita por uma expansão multipolar limitada até certa ordem, os coeficientes

multipolares só podem ser estimados com uma resolução que se degrada rapidamente com o valor l_{max} [84]. Na maioria dos casos, dada a estatística disponível, apenas os momentos do dipolo e quadrupolo podem ser estimados com uma resolução relevante sob o pressuposto de que o fluxo de raios cósmicos é puramente dipolar ou dipolar mais quadrupolar, truncando a série em $l_{max} = 1$ ou $l_{max} = 2$, respectivamente. Neste estudo analisamos estas duas variantes.

Procedimento de Deconvolução

Uma vez que o Observatório Pierre Auger só fornece uma cobertura parcial da esfera celeste, na prática não é possível medir diretamente o fluxo primário $\Phi(\mathbf{n})$, senão uma função $\Psi(\mathbf{n})$ definida unicamente na região observada do céu e que está relacionada com o fluxo primário por meio de uma função $\omega(\mathbf{n})$ mediante

$$\Psi(\mathbf{n}) = \Phi(\mathbf{n})\omega(\mathbf{n}) . \quad (4.6)$$

Neste caso, a função $\omega(\mathbf{n})$ representa uma máscara binária que simplesmente toma valor um na região observada do céu e zero na região invisível. Mais ainda, no caso de cobertura parcial os harmônicos esféricos que aparecem na equação (4.4) não são mais ortogonais entre si. Sendo assim, os coeficientes b_{lm} do fluxo observado $\Psi(\mathbf{n})$ ficam relacionados com os a_{lm} do fluxo primário $\Phi(\mathbf{n})$ através de um kernel de mistura que contém as características peculiares da cobertura do experimento (eq. 4.9), de modo que é preciso realizar um processo de deconvolução para recuperar os coeficientes de interesse. Realizando expansões multipolares análogas podemos representar o fluxo observado e a máscara binária como:

$$\Psi(\mathbf{n}) = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l b_{lm} Y_l^m(\mathbf{n}) , \quad (4.7)$$

$$\omega(\mathbf{n}) = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l w_{lm} Y_l^m(\mathbf{n}) , \quad (4.8)$$

e a partir da equação (4.6) podemos chegar à seguinte relação entre os coeficientes multipolares a_{lm} do fluxo primário $\Phi(\mathbf{n})$ e os b_{lm} do fluxo $\Psi(\mathbf{n})$ observado no experimento [85].

$$\begin{aligned} b_{lm} &= \int_{\Omega} d\mathbf{n} \Phi(\mathbf{n}) \omega(\mathbf{n}) Y_l^{m*}(\mathbf{n}) \\ &= \sum_{l',m'} a_{l'm'} \int_{\Omega} d\mathbf{n} Y_{l'}^{m'}(\mathbf{n}) \omega(\mathbf{n}) Y_l^{m*}(\mathbf{n}) \\ &= \sum_{l',m'} a_{l'm'} K_{lm,l'm'} , \end{aligned} \quad (4.9)$$

ou em forma matricial

$$\mathbf{b} = \mathbf{K} \mathbf{a} , \quad (4.10)$$

onde o kernel $K[w]$ é definido como:

$$K_{l_1 m_1, l_2 m_2} = \sum_{l_3, m_3} w_{l_3 m_3} (-1)^{m_2} \sqrt{\left[\frac{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(2l_3 + 1)}{4\pi} \right]} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} , \quad (4.11)$$

com o qual é possível recuperar a_{lm} através da transformação inversa

$$\mathbf{a} = \mathbf{K}^{-1} \mathbf{b} . \quad (4.12)$$

As matrizes

$$\begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

são os símbolos de Wigner, e têm valor não-nulo em caso de serem satisfeitas simultaneamente as seguintes condições

$$|l_1 - l_2| < l_3 < l_1 + l_2 \quad m_1 + m_2 + m_3 = 0. \quad (4.14)$$

Estas matrizes cumprem com as seguintes relações de ortogonalidade:

$$\sum_{l_3 m_3} (2l_3 + 1) \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m'_1 & m'_2 & m_3 \end{pmatrix} = \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2} \quad (4.15)$$

$$(2l_3 + 1) \sum_{m_1 m_2} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l'_3 \\ m_1 & m_2 & m'_3 \end{pmatrix} = \delta_{l_3 l'_3} \delta_{m_3 m'_3} \delta(l_1, l_2, l_3), \quad (4.16)$$

onde a função $\delta(l_1, l_2, l_3) = 1$ se a desigualdade triangular é satisfeita e zero no caso contrário.

Nesta dissertação o fluxo primário na região acessível do céu foi determinado como a razão entre os mapas de contagens de eventos e o mapa de exposição calculado, com isto a exposição não uniforme foi absorvida diretamente nos mapas de fluxo usados na decomposição multipolar. Em geral a cobertura parcial do céu conduz a uma mistura entre as escalas angulares, com isto cada coeficiente a_{lm} é afetado por uma contribuição dos demais coeficientes. Esta interferência entre os modos cresce rapidamente com l no caso da cobertura do Observatório Pierre Auger. Para reconstruir os coeficientes a_{lm} , é necessário assumir que a distribuição subjacente possa ser descrita por uma expansão multipolar até a ordem máxima l_{max} , tal escolha tem uma influência direta no valor reconstruído dos coeficientes multipolares. Por exemplo, consideremos restringir a expansão até $l_{max} = 1$. Os coeficientes dipolares reconstruídos corresponderão então ao melhor ajuste de uma distribuição dipolar à distribuição de eventos observada, que é modulada pela cobertura do experimento. Se a distribuição subjacente realmente tiver uma componente quadrupolar além de um dipolo, o dipolo reconstruído não será o dipolo real da distribuição subjacente. O limite l_{max} deve assim ser escolhido numa boa aproximação para que a distribuição legítima não tenha contribuições significativas dos coeficientes de menores escalas angulares. Por outro lado, o valor limite l_{max} não pode ser escolhido grande demais porque a resolução na reconstrução de cada a_{lm} se deteriora exponencialmente com o aumento de l_{max} [84]. Neste trabalho realizamos a análise considerando expansões até o primeiro e segundo multipolos, na busca de uma anisotropia predominantemente dipolar, que é o padrão esperado de acordo com resultados prévios de estudos em grandes escalas angulares nos intervalos de energia analisados [86].

Distribuição Dipolar

Uma distribuição dipolar pura, no sentido rigoroso, não é possível porque a intensidade do fluxo de raios cósmicos não pode ser negativa em nenhum lugar do céu. No contexto da distribuição de raios cósmicos na esfera celeste uma estrutura dipolar pura significa um desvio puramente dipolar da isotropia, com uma superposição de monopolo e dipolo, sendo a intensidade ≥ 0 em qualquer direção. A partir da equação (4.3) podemos representar um fluxo dipolar como:

$$\Phi(\mathbf{n}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left(1 + d \cdot \mathbf{n} \right), \quad (4.17)$$

e relacionar a amplitude d com os valores máximo e mínimo do fluxo como

$$d = \frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{\Phi_{max} + \Phi_{min}}. \quad (4.18)$$

Após realizar a decomposição multipolar, podemos recuperar a amplitude e direção do dipolo a partir dos coeficientes a_{lm} . Para obter as componentes cartesianas do dipolo $d = (d_x, d_y, d_z)$ igualamos a equação (4.17) com a expansão (4.4) até $l_{max} = 1$, com o qual obtemos as seguintes relações:

$$d_x = -\sqrt{6} \left(\frac{\text{Re}a_{11}}{a_{00}} \right) \quad d_y = \sqrt{6} \left(\frac{\text{Im}a_{11}}{a_{00}} \right) \quad d_z = \sqrt{3} \left(\frac{\text{Re}a_{10}}{a_{00}} \right). \quad (4.19)$$

Com isto a amplitude e direção do dipolo (em função da ascensão reta α e a declinação δ) são calculadas como

$$d = \sqrt{d_x^2 + d_y^2 + d_z^2} \quad \delta_d = \arcsin \frac{d_z}{d} \quad \alpha_d = \arctan \frac{d_y}{d_x}, \quad (4.20)$$

e as correspondentes incertezas

$$\sigma_d^2 = \left(\frac{\langle d_x \rangle}{\langle d \rangle} \sigma_x \right)^2 + \left(\frac{\langle d_y \rangle}{\langle d \rangle} \sigma_y \right)^2 + \left(\frac{\langle d_z \rangle}{\langle d \rangle} \sigma_z \right)^2, \quad (4.21)$$

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{(\langle d_x \rangle \sigma_y)^2 + (\langle d_y \rangle \sigma_x)^2}{(\langle d_x \rangle^2 + \langle d_y \rangle^2)^2}, \quad (4.22)$$

$$\sigma_\delta^2 = \left(\frac{\langle d_z \rangle \langle d_x \rangle}{(\langle d \rangle^2) (\langle d_x \rangle^2 + \langle d_y \rangle^2)^{1/2}} \sigma_x \right)^2 + \left(\frac{\langle d_z \rangle \langle d_y \rangle}{(\langle d \rangle^2) (\langle d_x \rangle^2 + \langle d_y \rangle^2)^{1/2}} \sigma_y \right)^2 \quad (4.23)$$

$$+ \left(\frac{(\langle d_x \rangle^2 + \langle d_y \rangle^2)^{1/2}}{(\langle d \rangle^2)} \sigma_z \right)^2. \quad (4.24)$$

Efeito de Flutuações sobre uma Distribuição Isotrópica

Com o objetivo de estimar a significância estatística das amplitudes dipolares obtidas é necessário conhecer qual é a probabilidade de ter obtido essa amplitude por acaso, isto é, a probabilidade de que a amplitude detetada seja, produto de flutuações estatísticas, proveniente de uma distribuição isotrópica. Representando por x, y, z as estimativas das componentes d_x, d_y, d_z , a distribuição de probabilidade conjunta $p_{X,Y,Z}(x, y, z)$ para um grande número de eventos pode ser fatorizada em função de três gaussianas centradas $N(0, \sigma)$ no caso de uma distribuição isotrópica de eventos, isto é ¹

$$p_{X,Y,Z}(x, y, z) = p_X(x)p_Y(y)p_Z(z) = N(0, \sigma_x)N(0, \sigma_y)N(0, \sigma_z), \quad (4.25)$$

No caso de uma exposição do tipo do Observatório Pierre Auger, ou seja, cobertura parcial até certo valor de declinação δ_{max} e uma exposição quase uniforme em ascensão reta acima do limiar de eficiência

¹Essa é uma consequência direta do Teorema Central do Limite.

plena, obtemos $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$. Para a exposição particular usada nesta análise os seguintes valores foram obtidos mediante simulações de Monte Carlo para um fluxo isotrópico primário:

$$\sigma \simeq 1.14\sqrt{(3/N)} \quad \sigma_z \simeq 0.98\sqrt{(3/N)}, \quad (4.26)$$

onde N é o número de eventos distribuídos sobre o campo de visão do observatório. A distribuição de probabilidade $p_{R,\Delta,A}(r, \delta, \alpha)$ para as componentes do dipolo em coordenadas equatoriais pode ser obtida a partir da equação (4.25) mediante uma transformação de Jacobi

$$\begin{aligned} p_{R,\Delta,A}(r, \delta, \alpha) &= \left| \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(r, \delta, \alpha)} \right| p_{X,Y,Z}(x(r, \delta, \alpha), y(r, \delta, \alpha), z(r, \delta, \alpha)) \\ &= \frac{r^2 \cos(\delta)}{(2\pi)^{3/2} \sigma^2 \sigma_z^2} \exp \left[-\frac{r^2 \cos^2(\delta)}{2\sigma^2} - \frac{r^2 \sin^2(\delta)}{2\sigma_z^2} \right]. \end{aligned} \quad (4.27)$$

A partir daqui, as distribuições de probabilidade para a amplitude dipolar r e para a declinação δ podem ser obtidas marginalizando sobre as restantes variáveis [87]

$$p_R(r) = \frac{r}{\sigma \sqrt{|\sigma_z^2 - \sigma^2|}} \operatorname{erfi} \left(\frac{\sqrt{|\sigma_z^2 - \sigma^2|}}{\sigma \sigma_z} \frac{r}{\sqrt{2}} \right) \exp \left(\frac{-r^2}{2\sigma^2} \right), \quad (4.28)$$

$$p_\Delta(\delta) = \frac{\sigma \sigma_z^2}{2} \frac{\cos(\delta)}{(\sigma_z^2 \cos^2(\delta) + \sigma^2 \sin^2(\delta))^{3/2}}, \quad (4.29)$$

onde $\operatorname{erfi}(x) = i \cdot \operatorname{erf}(ix)$ é a função erro imaginária, $\operatorname{erf}(x)$ a função erro definida como

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (4.30)$$

Finalmente podemos deduzir quantidades de interesse da função $p_R(r)$ como a amplitude média esperada $\langle r \rangle$ e a sua respectiva variância σ_r^2 , assim como a probabilidade de encontrar uma amplitude dipolar d maior que certo valor r emergindo de uma distribuição a priori isotrópica:

$$\langle r \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\sigma_z + \frac{\sigma^2 \operatorname{arctanh} \left(\sqrt{|1 - \sigma^2/\sigma_z^2|} \right)}{\sqrt{|\sigma_z^2 - \sigma^2|}} \right), \quad (4.31)$$

$$\sigma_r = \sqrt{2\sigma^2 + \sigma_z^2 - \langle r \rangle^2}, \quad (4.32)$$

$$\operatorname{Prob}(d \geq r) = \operatorname{erfc} \left(\frac{r}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \frac{\sigma}{\sqrt{|\sigma_z^2 - \sigma^2|}} \operatorname{erfi} \left(\frac{\sqrt{|\sigma_z^2 - \sigma^2|}}{\sqrt{2}\sigma \sigma_z} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{2\sigma^2} \right), \quad (4.33)$$

onde $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$ é a função erro complementar.

A função (4.33) é de especial importância para estimar a significância estatística dos resultados obtidos nesta dissertação.

4.3.2 Método de Rayleigh Modificado

O método de Rayleigh é amplamente utilizado na busca de anisotropias nas direções de chegada do fluxo de raios cósmicos. Considerando a ascensão reta α como o ângulo polar no plano $x - y$, é possível fazer a seguinte expansão de Fourier da distribuição bidimensional de eventos detetados

$$f(\alpha)_{2D} = \frac{a_0^\alpha}{2} + \sum_{k=1}^n \left(a_k^\alpha \cos(k\alpha) + b_k^\alpha \sin(k\alpha) \right), \quad (4.34)$$

onde os coeficientes do primeiro harmônico são obtidos como:

$$a_1^\alpha = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha)_{2D} \cos(\alpha) d\alpha \quad b_1^\alpha = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha)_{2D} \sin(\alpha) d\alpha, \quad (4.35)$$

ou passando a uma representação de maneira discreta como:

$$a_1^\alpha \approx \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos(\alpha_i) \quad b_1^\alpha \approx \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin(\alpha_i), \quad (4.36)$$

onde o índice i representa os eventos detetados, N o número total de eventos.

Figura 4.9: Número normalizado de células ativas como função da ascensão reta do zenith do observatório no período de 01 de janeiro de 2014 até 31 de agosto de 2016. As amplitudes do ajuste do primeiro e segundo harmônico são de $(0.06 \pm 0.02)\%$ e $(0.15 \pm 0.02)\%$, respectivamente. Figura extraída de [88].

Como é mostrado na figura 4.9 a área de detecção eficaz (e consequentemente a exposição) no apresenta pequenas modulações em ascensão reta que devem ser corrigidas no procedimento. Isso é feito ponderando os coeficientes de Fourier com um fator $w_i \equiv 1/\omega(\alpha_i)$ inversamente proporcional ao valor da exposição numa determinada direção. Com isto os coeficientes normalizados da amplitude do primeiro harmônico são estimados mediante:

$$a_1^\alpha = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^N w_i \cos(\alpha_i) \quad b_1^\alpha = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^N w_i \sin(\alpha_i), \quad (4.37)$$

onde agora o fator $\mathcal{N} = \sum_{i=1}^N w_i$ é um fator de normalização igual à soma ponderada dos eventos detetados. A partir daqui a amplitude r do primeiro harmônico e a sua fase φ são calculadas como

$$r = \sqrt{(a_1^\alpha)^2 + (b_1^\alpha)^2} \quad \varphi_r^\alpha = \arctan(b_1^\alpha/a_1^\alpha). \quad (4.38)$$

Neste caso a distribuição de probabilidade de amplitude para o caso de isotropia (equivalente à função (4.29) no caso 3-dimensional) é dada pela conhecida função de Rayleigh:

$$p(r) = \begin{cases} \frac{\mathcal{N}r}{2} \exp(-\mathcal{N}r^2/4) & \text{para } r \geq 0 \\ 0 & \text{para } r < 0, \end{cases} \quad (4.39)$$

e a probabilidade de obter uma amplitude do primeiro harmônico maior ou igual que certo valor r produto de flutuações de uma distribuição isotrópica é estimada mediante $P(\geq r) = \exp(-\mathcal{N}r^2/4)$.

A amplitude r do primeiro harmônico da distribuição em ascensão reta pode ser relacionada com a amplitude dipolar d de uma distribuição dipolar do fluxo de raios cósmicos, o qual pode ser representado como

$$\Phi(\alpha, \delta) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left(1 + d \left(\cos(\delta) \cos(\delta_d) \cos(\alpha - \alpha_d) + \sin(\delta) \sin(\delta_d) \right) \right). \quad (4.40)$$

A partir das equações (4.37) os coeficientes a e b e $\mathcal{N}$ podem ser expressos como

$$\mathcal{N} = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \cos(\delta) \Phi(\delta, \alpha) \omega(\delta), \quad (4.41)$$

$$a_1^\alpha = \frac{2}{\mathcal{N}} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \cos(\delta) \Phi(\delta, \alpha) \omega(\delta) \cos(\alpha), \quad (4.42)$$

$$b_1^\alpha = \frac{2}{\mathcal{N}} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \cos(\delta) \Phi(\delta, \alpha) \omega(\delta) \sin(\alpha). \quad (4.43)$$

Usando a equação (4.40) nas integrais obtemos a seguinte relação entre a amplitude do primeiro harmônico e as componentes $d_\perp$ e d_z do dipolo nas direções perpendicular e paralela ao eixo z , respectivamente,

$$r_\alpha = \left| \frac{\langle \cos(\delta) \rangle d_\perp}{1 + \langle \sin(\delta) \rangle d_z} \right|, \quad (4.44)$$

onde

$$\langle \cos(\delta) \rangle = \frac{\int d\delta \omega(\delta) \cos^2(\delta)}{\int d\delta \omega(\delta) \cos(\delta)} \quad \langle \sin(\delta) \rangle = \frac{\int d\delta \omega(\delta) \cos(\delta) \sin(\delta)}{\int d\delta \omega(\delta) \cos(\delta)}, \quad (4.45)$$

Considerando $\langle \sin(\delta) \rangle d_z \ll 1$, a componente do dipolo no plano equatorial pode ser estimada como $d_\perp \simeq r_\alpha / \langle \cos(\delta) \rangle$. A direção do dipolo em ascensão reta α_d é idêntica à fase obtida na análise de primeiros harmônicos φ_r .

Para obter a componente d_z do dipolo é realizada uma análise similar em ângulo azimutal local ϕ . Neste caso as equações para os coeficientes dos primeiros harmônicos são idênticas às equações (4.37) substituindo α por ϕ . Um procedimento similar ao descrito anteriormente nos dá a seguinte relação para a componente do dipolo paralela ao eixo z

$$b_1^\phi = \frac{d_z \cos(l_{obs}) \langle \sin(\theta) \rangle}{1 + d_z \sin(l_{obs}) \langle \cos(\theta) \rangle}, \quad (4.46)$$

com

$$\langle \sin(\theta) \rangle = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin^2(\theta) \quad \langle \cos(\theta) \rangle = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta), \quad (4.47)$$

sendo l_{obs} a latitude do observatório. Considerando $d_z \sin(l_{obs}) \langle \cos(\theta) \rangle \ll 1$ temos $d_z \simeq b_1^\phi / \cos(l_{obs}) \langle \sin(\theta) \rangle$. A partir daqui, a amplitude e orientação do dipolo são calculadas como

$$d = \sqrt{d_\perp^2 + d_z^2} \quad \tan(\delta_d) = \frac{d_z}{d_\perp} \quad \alpha_d = \phi_r^\alpha. \quad (4.48)$$

A análise bidimensional de Rayleigh tem a vantagem de evitar a introdução de incertezas sistemáticas dependentes da declinação δ , em particular a forte dependência da exposição com a declinação e o efeito do campo geomagnético.

4.4 Status dos Resultados Experimentais

Vários estudos de anisotropias em grandes escalas angulares têm sido realizados usando os dados coletados por diferentes experimentos de chuveiros atmosféricos. Na maioria deles, o método de Rayleigh é aplicado para realizar uma análise de primeiros harmônicos em ascensão reta para a busca de qualquer sinal de anisotropia no fluxo de raios cósmicos [89]. Na região de ultra altas energias, a maioria dos resultados obtidos por vários experimentos apontam para uma distribuição de direções de chegada bastante isotrópica numa ampla faixa de energia. O experimento Haverah Park alegou um possível sinal de anisotropia [91]; na região de $\sim 10^{17}$ eV um dipolo de amplitude $(1.52 \pm 0.44)\%$ foi detetado na direção de ascensão reta $\alpha = 212^\circ \pm 17^\circ$ com uma probabilidade de ocorrência ao acaso de 0.3%. Porém, os resultados obtidos pelo experimento de Yakutsk são compatíveis com uma distribuição isotrópica do fluxo no intervalo de energia de $\sim 10^{16.5} - 10^{17.5}$ eV [92]. O experimento AGASA também não detetou sinais significativos de anisotropia numa faixa similar de energia ($\sim 10^{17} - 10^{17.5}$ eV), enquanto para energias em torno de 10^{18} eV foi reportado um excesso em torno do centro galáctico e da região de Cygnus [93]: uma anisotropia dipolar de $\sim 4\%$ com uma probabilidade de ocorrência ao acaso de 0.2% foi encontrada usando uma análise bidimensional em ascensão reta e declinação com um total de $\approx 114\,000$ eventos com energias acima de 10^{17} eV. A existência de uma anisotropia para energias em torno de $\sim 10^{18}$ eV numa direção próxima ao centro galáctico também foi reportada pelo experimento de SUGAR [94], no entanto observou-se que o sinal era consistente com o de uma fonte pontual e não foram encontradas evidências de um excesso de raios cósmicos provenientes da direção do centro galáctico mesmo. Por outro lado, uma delicada busca do Observatório Pierre Auger de sinais de anisotropia proveniente da região do centro galáctico não conseguiu confirmar o excesso medido por

Figura 4.10: Limites superiores para a amplitude da anisotropia do primeiro harmônico como função da energia obtidos em [90]. Resultados das experiências EAS-TOP, AGASA, KASCADE e KASCADE-Grande também são exibidos. Também são mostradas em linhas tracejadas as previsões até 1 EeV de dois modelos de campo magnético galáctico com diferentes simetrias (A e S), as previsões para uma origem puramente galáctica dos UHECRs até algumas dezenas de 10^{19} eV (*Gal*) e as expectativas do efeito Compton-Getting para uma componente extragaláctica isotrópica no referencial de repouso do CMB (*C – G Xgal*). Figura extraída de [90]

AGASA [95]. Limites superiores para a amplitude dipolar $d_{\perp}$ da modulação do primeiro harmônico foram obtidos pela colaboração Pierre Auger em [90] a partir de estudos da propagação das partículas nos campos magnéticos galácticos. A figura 4.10 mostra os resultados obtidos neste estudo, assim como os principais resultados de anisotropias obtidos por vários experimentos de raios cósmicos. Os limites superiores da amplitude dipolar vão desde 1.3% para $10^{17.3}\text{eV} < E < 10^{17.7}\text{eV}$, até 9.9% acima de $10^{18.9}\text{eV}$ e são calculados com um nível de confiança de 95%. Para uma energia de $\approx 10^{18}\text{eV}$ o limite superior é de $d_{\perp} = 1.5\%$, o qual contradiz o excesso medido por AGASA. A figura 4.10 resume a situação dos estudos de anisotropias em grandes escalas angulares antes do mais recente trabalho realizado em [88].

4.4.1 Principais Resultados do Observatório Pierre Auger

Vários estudos de busca de anisotropias têm sido realizados pela Colaboração Pierre Auger nos seus quase 15 anos de operação desde 2004. Uma análise de primeiros harmônicos em ascensão reta foi realizada em [90]

sobre uma ampla faixa de energias com os dados coletados pelo Observatório Pierre Auger no período de 01 de janeiro de 2004 até 31 de dezembro de 2009. Várias faixas de energia foram analisadas (1-2, 2-4, 4-8, > 8 EeV), abaixo de 8 EeV não foi encontrado nenhum sinal de anisotropia estatisticamente significativo. Porém, no intervalo de energias maiores que 8 EeV foi detetada uma amplitude do primeiro harmônico $r_\alpha = 4.1\%$ com uma probabilidade de ocorrência casual (p-value) de 0.09, correspondente a uma componente do dipolo no plano equatorial $d_\perp = 9.9\%$ na direção $\alpha_d = 117^\circ \pm 27^\circ$ de ascensão reta.

Em [89] foram analisados mais de 70 000 eventos com energias acima de 4 EeV, ângulos zenitais $0^\circ < \theta < 80^\circ$ e trigger de qualidade 6T5 detetados num período de 10 anos desde 01 de janeiro de 2004 até 31 de dezembro de 2013. Para a faixa de energias de 4-8 EeV não foi detetado nenhum sinal significativo de anisotropia. Para energias acima de 8 EeV a análise em ascensão reta revelou uma amplitude do primeiro harmônico de $r_\alpha = (4.4 \pm 1.0)\%$ com um p-value de 6.4×10^{-5} . Essa amplitude, juntamente com aquela equivalente para a modulação em ângulo azimutal produziu uma amplitude dipolar de $d = (7.3 \pm 1.5)\%$ na direção $(\alpha_d, \delta_d) = (95^\circ \pm 13^\circ, -39^\circ \pm 13^\circ)$. Por outro lado, a análise realizada em [86] sobre esse mesmo conjunto de dados, mas com dois métodos diferentes, revelou amplitudes dipolares semelhantes: usando um método de análise do espectro de potências foi detetado um dipolo de amplitude $d = (6.0 \pm 1.5)\%$ com um p-value de 1.3×10^{-5} , enquanto que uma análise baseada em needlets [96] revelou um dipolo de amplitude $d = (6.8 \pm 1.6)\%$ na direção $(\alpha_d, \delta_d) = (97^\circ \pm 16^\circ, -39^\circ \pm 17^\circ)$ com um p-value de 2.5×10^{-3} .

Recentemente em [88], numa extensão da análise realizada em [89], o período de coleção foi estendido até 31 de Agosto de 2016 e o trigger de qualidade foi relaxado para incluir eventos 5T5-pos+ de forma a aumentar a estatística em aproximadamente 18%. Neste caso, a análise foi realizada com um total de mais de 100 000 eventos acima de 4 EeV. Novamente os resultados obtidos no intervalo de 4 a 8 EeV foram consistentes com uma distribuição isotrópica. Acima de 8 EeV foi detetada uma anisotropia dipolar de amplitude $(6.5^{+1.3}_{-0.9})\%$ na direção $\alpha_d = 100^\circ \pm 10^\circ$ em ascensão reta e $\delta_d = -24^{+12}_{-13}^\circ$ em declinação, agora com uma significância estatística de mais de 5.2σ , reafirmando os resultados obtidos em [89] e confirmando a existência de um forte sinal de anisotropia para os eventos com energias acima de 8×10^{18} eV. Em [97] foi realizada uma análise multipolar sobre os dados detetados em conjunto pelo Observatório Pierre Auger e o Telescope Array acima de 10 EeV. Estes dois observatórios têm um campo de visão complementar: o Telescope Array tem acesso à região norte da esfera celeste enquanto o Observatório Pierre Auger à região sul, permitindo assim realizar uma análise com cobertura total do céu. Os resultados indicam uma anisotropia com uma amplitude dipolar $d = (5.0 \pm 1.8)\%$ na direção $(\alpha_d, \delta_d) = (89^\circ \pm 22^\circ, 3^\circ \pm 30^\circ)$, porém, a probabilidade desta amplitude ser produto de flutuações estatísticas é bastante elevada neste caso.

5 | ANÁLISE DE DADOS

O conjunto de dados usados neste trabalho consta de eventos detetados pelo SD num período de mais de doze anos de observação, desde 01 de janeiro de 2004 até 31 de agosto de 2016. Para este estudo contamos com dois tipos de amostras que se diferenciam pelos valores de ângulos zenitais: a amostra chamada de vertical, englobando eventos com $\theta < 60^\circ$, e a inclinada contendo aqueles com $\theta > 60^\circ$, porém nosso estudo ficará restrito à análise de eventos com ângulos zenitais entre 0 e 80° , dado que a reconstrução de eventos inclinados é confiável só até os 80° aproximadamente, com o qual a amostra inclinada utilizada nesta análise apenas inclui eventos com $60^\circ < \theta < 80^\circ$. Para garantir a confiabilidade na reconstrução é preciso selecionar eventos que estejam bem contidos no arranjo de detetores de superfície. No presente estudo selecionamos como válidos dois tipos de eventos em função da posição da estação com maior sinal e do ponto de impacto do chuveiro no solo no momento da detecção:

1. Eventos com trigger 6T5: a estação com maior sinal deve estar rodeada por um hexágono completo de estações ativas.
2. Eventos com trigger 5T5-pos+: a estação com maior sinal rodeada por 5 estações ativas na primeira coroa, e o ponto de impacto do chuveiro no solo dentro de um triângulo equilátero ou isósceles de estações ativas (ver fig. 3.6).

Também são descartados da análise eventos que são detetados em períodos de aquisição ruins, caracterizados pela instabilidade e má comunicação de um grande número de estações do arranjo.

5.1 Efeitos Atmosféricos

Variações nas condições atmosféricas como pressão, densidade e temperatura afetam o desenvolvimento do chuveiro desencadeado pela chegada de um raio cósmico. Se esses efeitos não forem entendidos e corrigidos devidamente, podem induzir efeitos sistemáticos na reconstrução da energia primária que, por sua vez, afetam a correta determinação do fluxo, produzindo modulações diurnas e sazonais, que impactam consequentemente a busca de anisotropias no céu, principalmente no caso de grandes escalas angulares, onde ambas as modulações podem introduzir falsos padrões dipolares na distribuição de chegada dos raios cósmicos.

Os detetores de superfície são sensíveis tanto à componente eletromagnética do chuveiro quanto à

componente muônica, as quais são influenciadas de maneira diferente pelas variáveis atmosféricas. Essa influência faz com que o sinal medido no solo apresente variações importantes. No caso do Observatório Pierre Auger é de especial interesse a variação do sinal $S(1000)$ medido a 1000 m do eixo do chuveiro, que é o valor de referência usado na reconstrução da energia dos eventos verticais. Dado que as amplitudes das modulações em grande escala a serem medidas são bastante pequenas (da ordem de uns poucos por cento), é muito importante levar em conta cuidadosamente estes efeitos espúrios que, caso não corrigidos apropriadamente, podem introduzir falsos padrões de anisotropias na análise.

5.1.1 Efeito das Variações de Pressão

A pressão atmosférica, que é essencialmente uma medida da densidade da coluna de ar acima do solo, determina a “idade” do chuveiro ao atingir no solo. Um aumento (diminuição) da pressão, produz um aumento (diminuição) da quantidade de matéria atravessada pelo chuveiro no caminho percorrido. Isto implica que o chuveiro será mais “velho” (“jovem”), no sentido de seu desenvolvimento, quando ele atingir o solo. Consequentemente, essas variações afetam os sinais observados devido à atenuação do perfil longitudinal do chuveiro à medida que a profundidade atmosférica X aumenta além da profundidade de máximo desenvolvimento X_{max} , reduzindo o sinal à medida que o chuveiro envelhece.

O perfil longitudinal da componente eletromagnética do chuveiro pode ser descrito por uma função de Gaisser-Hillas [72], apresentando uma atenuação exponencial além do máximo do chuveiro. O desenvolvimento longitudinal da cascata longe do eixo está atrasado em relação ao do eixo, em particular, a componente eletromagnética do sinal de referência a 1000 m do eixo S_{em}^{1000} é dada por

$$S_{em}^{1000}(E, X) \propto X^{\hat{X}_{max}/\Lambda} \exp \left[(\hat{X}_{max} - X)/\Lambda \right] \quad (5.1)$$

onde E é a energia da partícula primária, X a profundidade, $\hat{X}_{max} \equiv X_{max} + \Delta$ a profundidade média do máximo do chuveiro a 1000 m do eixo, sendo X_{max} a profundidade do máximo no eixo, $\Delta \simeq 150 \text{ g cm}^{-2}$ o incremento típico do máximo a 1000 m do eixo, e $\Lambda \simeq 100 \text{ g cm}^{-2}$ o comprimento de atenuação efetivo após o máximo.

Com isto, uma mudança na pressão P afeta a componente eletromagnética do sinal de referência S_{em}^{1000} como

$$\frac{1}{S_{em}^{1000}} \frac{dS_{em}^{1000}}{dP} \simeq -\frac{1}{g} \left[1 - \frac{\hat{X}_{max}}{X} \right] \frac{\sec \theta}{\Lambda} \quad (5.2)$$

onde $g dX = dP \sec \theta$, g é a aceleração da gravidade e θ o ângulo zenital do chuveiro. Por outro lado, a componente muônica do chuveiro possui um perfil longitudinal essencialmente constante acima de 600 g cm^{-2} (fig. 5.1), com o qual o sinal correspondente não apresenta variações significativas com a pressão.

Figura 5.1: Número médio de partículas no desenvolvimento longitudinal das componentes eletromagnética (em azul) e muônica (em vermelho) do chuvaire atmosférico, simulado para 300 chuvaire de 10^{19} eV e ângulo zenital $\theta = 60^\circ$. Figura extraída de [5].

5.1.2 Efeito das Variações de Densidade

Por outro lado, as variações da densidade do ar afetam, através do raio de Molière r_M ¹, o espalhamento lateral das partículas devido à dispersão múltipla de Coulomb da componente eletromagnética do chuvaire, o qual afeta os sinais medidos, que se tornam menores à medida que a densidade aumenta, sendo que [5]

$$r_M \equiv \frac{E_s}{E_c} \frac{X_0}{\rho} \simeq \frac{91\text{m}}{\rho/\text{kg m}^{-3}} \quad (5.3)$$

onde $E_s \equiv m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \simeq 21$ MeV é a constante que caracteriza a perda de energia devido à dispersão múltipla de Coulomb, $E_c \simeq 86$ MeV é a energia crítica no ar, e $X_0 \simeq 37.1$ g cm⁻² é o comprimento de radiação no ar. A distribuição lateral da componente eletromagnética do chuvaire pode ser descrita por um perfil de Nishimura–Kamata–Greisen [66,67], o qual para grandes distâncias ao eixo se comporta como

$$S_{em} \propto r_M^{-2} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{-\eta} \quad (5.4)$$

onde $\eta \propto 6.5 - 2s$, e $s = 3X/(X + 2X_{max})$. Dessa forma, uma mudança em ρ afeta S_{em}^{1000} como

$$\frac{1}{S_{em}^{1000}} \frac{dS_{em}^{1000}}{d\rho} \propto \frac{2-\eta}{\rho}. \quad (5.5)$$

¹O raio de Molière é o raio de um cilindro que contém em média o 90% da deposição de energia do chuvaire

Uma questão adicional surge pelo fato de que o sinal eletromagnético na distância de referência S_{em}^{1000} é produzido normalmente pelo desenvolvimento do chuvaireiro nas alturas de 500 m a 1 km acima do nível do solo, o qual tem duas implicações importantes. Primeiro, embora as variações de temperatura (ou densidade) a certas alturas estejam correlacionadas com aquelas determinadas no nível do solo, a amplitude diária das variações de temperatura nas altitudes relevantes consideradas é menor que no nível do solo, tipicamente por um fator de 1/2 a 1/3. Em segundo lugar, há um atraso de duas horas aproximadamente na resposta da atmosfera às variações de temperatura produzidas pelo aquecimento ou resfriamento do solo. Uma maneira eficaz de levar em conta esses efeitos é dividir a modulação devido às variações de densidade em dois termos: o primeiro termo proporcional às variações da densidade média diária, que são semelhantes ao nível do solo e a altitudes de 1 km acima; o segundo termo proporcional ao desvio da densidade em um determinado momento com respeito à média diária, que é menor nas altitudes relevantes do que no nível do solo. Esta modulação diária também deve ser retardada em duas horas aproximadamente, a fim de considerar a inércia da atmosfera às mudanças de temperatura no nível do solo.

Quanto à componente muônica do sinal S_{μ}^{1000} , a modulação fica limitada ao primeiro termo mencionado anteriormente, uma vez que os múons são produzidos na alta atmosfera, fazendo com que a sua contribuição para o sinal não dependa das modulações diárias que acontecem na camada superficial. Não obstante, tal modulação na componente muônica é desprezível comparada à correspondente modulação na componente eletromagnética, dado que o livre caminho médio dos múons na atmosfera é muito maior que o de um elétron ou fóton.

5.1.3 Correção do Sinal de Referência por Efeitos Atmosféricos

Para cada chuvaireiro a correção do sinal total medido à distancia de referência de 1000 m do eixo $S(1000) \equiv S = S_{em}^{1000} + S_{\mu}^{1000}$ pode ser feita a partir da seguinte equação em função das variáveis atmosféricas locais [5]

$$S = S_0 [1 + \alpha_P(P - P_0) + \alpha_\rho(\rho_d - \rho_0) + \beta_\rho(\hat{\rho} - \rho_d)] , \quad (5.6)$$

onde $P_0 = 862$ hPa e $\rho_0 = 1.06$ kg m⁻³ são valores de referência de pressão e densidade correspondentes às médias no local do Observatório Pierre Auger durante os anos aqui considerados. S_0 é o valor do sinal que teria sido obtido em tais condições atmosféricas de referência, ρ_d representa a média diária da densidade (no intervalo de ± 12 h do evento) enquanto P e ρ são a pressão e densidade determinadas no nível do solo no momento de detecção do evento, sendo $\hat{\rho}$ a densidade determinada duas horas antes. Os coeficientes α_P , α_ρ e β_ρ parametrizam a dependência linear assumida na modulação do sinal [98].

5.1.4 Efeitos Atmosféricos na Taxa de Eventos

A dependência do sinal medido com as variações de pressão e densidade produz, por sua vez, uma modulação da taxa de eventos registrados. Dado que as variações atmosféricas correspondem a variações de sinal, isso implica que uma cascata com a mesma energia total induzirá diferentes sinais dependendo dos valores de P e ρ no momento da detecção. Isto, por sua vez, afeta a probabilidade P_{ds} do chuvaireiro disparar a rede de detectores do SD. A dependência do sinal com as condições atmosféricas leva a uma modulação da taxa de

eventos registrados por unidade de tempo, área e ângulo zenital, acima de um sinal S_{min} dado, que pode ser representada como

$$\frac{dN}{d\theta}(S_{min}, \theta) = 2\pi \sin \theta \cos \theta \int_{S_{min}}^{\infty} dS P_{ds}(S, \theta) \frac{d\Phi}{dE_0} \frac{dE_0}{dS}. \quad (5.7)$$

Assumindo que o espectro de raios cósmicos segue uma lei de potência do tipo $\Phi(E) \propto E^{-\gamma}$, o qual é válido na região de energias abaixo do corte GZK onde se concentra a grande maioria dos eventos analisados (ver seção 2.5), e levando em conta que de acordo com o processo de calibração da energia $E_0 \propto S_0^B$, a equação (5.7) pode ser transformada em

$$\frac{dN}{d \sin^2 \theta} \propto [1 + a_P(P - P_0) + a_\rho(\rho_d - \rho_0) + b_\rho(\hat{\rho} - \rho_d)] \int_{S_{min}}^{\infty} dS P_{ds}(S, \theta) S^{-\gamma B + B - 1}, \quad (5.8)$$

onde os coeficientes da modulação da taxa de eventos estão relacionados com os do sinal mediante as expressões

$$a_{P,\rho} = B(\gamma - 1)\alpha_{P,\rho} \quad b_{P,\rho} = B(\gamma - 1)\beta_{P,\rho}. \quad (5.9)$$

Na prática, primeiro são obtidos os coeficientes $a_{P,\rho}$ e $b_{P,\rho}$ a partir de um ajuste de máxima verossimilhança da taxa de eventos detectados e em seguida estes são relacionados mediante as equações (5.9) com os coeficientes $\alpha_{P,\rho}$ e $\beta_{P,\rho}$ usados na correção do sinal.

5.1.5 Correção por Efeitos Atmosféricos

Uma vez que o efeito das variações atmosféricas é dominante sobre a componente eletromagnética do chuva, este fenômeno apresenta uma maior importância na amostra de eventos verticais. A influência das variáveis atmosféricas faz com que nos períodos mais quentes (frios) durante o dia e o ano, seja observado um aumento (diminuição) da taxa de eventos acima (abaixo) do valor médio, provocando modulações diurnas e sazonais.

A correção é levada a cabo de uma maneira indireta, recalculando a energia primária do chuva usando agora os valores do sinal S_0 corrigidos por efeitos de pressão e temperatura. Os resultados para as taxas diária e horária de eventos verticais obtidas antes e depois da correção por efeitos atmosféricos são mostrados nas figuras 5.2, 5.3 e 5.4, 5.5 para eventos com limiares de energia de 1 e 3 EeV, respectivamente. No caso da taxa diária de eventos a diferença é significativa principalmente para eventos com energias abaixo do limiar de eficiência plena que é de 3 EeV para chuvas verticais. Pode ser observado como após as correções por efeitos atmosféricos, a maior parte da modulação desaparece, não obstante para eventos com limiar de 1 EeV ainda permanece uma modulação residual causada por efeitos de trigger dos eventos com energias abaixo do limiar de eficiência plena. Porém, isto não apresenta uma complicação maior neste trabalho já que os dados aqui analisados se encontram acima do limiar de 4 EeV. Por outro lado, as figuras 5.6 e 5.7 mostram, respectivamente, a taxa diária e horária de eventos inclinados para o limiar de 1 EeV sem ser aplicada nenhuma correção na energia. Como já foi discutido anteriormente (ver seção 5.1), pode ser observado que não existe nenhuma modulação considerável dado que a reconstrução destes eventos é feita a partir da detecção da componente muônica da cascata, dominante sobre a componente eletromagnética para eventos inclinados.

(a)

(b)

Figura 5.2: Taxa diária de eventos para energias acima de 1 EeV antes (a) e depois (b) da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.

5.2 Influência do Campo Geomagnético

As trajetórias das partículas carregadas dos chuveiros são curvas no campo magnético da Terra, o que resulta num alargamento da distribuição espacial das partículas no sentido da força de Lorentz. Os elétrons sofrem espalhamentos por átomos da atmosfera bem mais fortes durante sua trajetória, de modo que a distribuição de elétrons é apenas fracamente afetada pelas deflexões geomagnéticas. Porém os múons, na presença do campo magnético, sofrem deflexões adicionais significativas que afetam sua distribuição lateral no plano perpendicular ao eixo do chuveiro, causando assim uma modulação azimutal na densidade de múons ao atingir o solo, que se traduz em pequenas variações dos sinais medidos.

(a)

(b)

Figura 5.3: Taxa diária de eventos para energias acima de 3 EeV antes (a) e depois (b) da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.

5.2.1 Impacto sobre a Distribuição de Múons

Na ausência do campo magnético e desprezando o espalhamento múltiplo, um múon relativístico produzido no eixo da cascata, com energia $E_\mu \simeq cp_\mu$ e momento transversal p_T , após viajar uma distância d ao longo do eixo do chuveiro se afastará uma distância r desse eixo dada por

$$r \simeq \frac{p_T}{p_\mu} d \simeq \frac{cp_t}{E_\mu} d . \quad (5.10)$$

O campo geomagnético na região de Malargüe pode ser considerado como um campo constante de intensidade $B = 24.6 \mu\text{T}$ na direção $D_B = 2.6^\circ$ de declinação e $I_B = -35.2^\circ$ de inclinação magnética. Na presença do campo geomagnético, os múons sofrem uma deflexão adicional na direção perpendicular à componente

(a)

(b)

Figura 5.4: Taxa horária de eventos para energias acima de 1 EeV antes (a) e depois (b) da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.

transversal do campo magnético da Terra B_T igual a

$$\delta x_{\pm} \simeq \pm \frac{ecB_T d^2}{2E_{\mu}} \quad (5.11)$$

onde o sinal $\pm$ corresponde a múons de carga positiva/negativa, respectivamente.

Consequentemente, a densidade de múons média no plano transversal à direção do chuveiro muda com respeito à esperada na ausência de campo magnético, em particular, para grandes distâncias ao eixo do chuveiro estas densidades podem ser relacionadas como [87]:

$$\bar{\rho}_{\mu}(\bar{x}, \bar{y}) \simeq \rho_{\mu}(\bar{x}, \bar{y}) + \frac{(\delta x)^2}{2} \frac{\partial^2 \rho_{\mu}}{\partial \bar{x}^2}(\bar{x}, \bar{y}) \quad (5.12)$$

(a)

(b)

Figura 5.5: Taxa horária de eventos para energias acima de 3 EeV antes (a) e depois (b) da correção do sinal de referência por efeitos atmosféricos.

onde $\bar{\rho}_\mu$, $\bar{\rho}$ são as densidades de múons com e sem presença do campo magnético, respectivamente, $\bar{x} = x + \delta x_\pm(x, y)$ e $\bar{y} = y$ representam as coordenadas dos múons no plano transversal ao eixo do chuveiro (fig. 5.8). A figura 5.9 mostra a variação relativa $\Delta\rho_\mu/\rho_\mu$, no plano transversal do chuveiro, da densidade na presença do campo geomagnético em relação à densidade esperada na ausência do mesmo, obtida a partir de simulações de chuveiros com ângulo zenital $\theta = 60^\circ$ e ângulo azimutal na direção $\varphi = D_B + 180^\circ$. Pode ser observada uma assimetria predominantemente quadrupolar como consequência da separação das cargas positivas e negativas na direção da força de Lorentz.

Figura 5.6: Taxa diária de eventos inclinados para energias acima de 1 EeV.

5.2.2 Impacto sobre $S(1000)$ e Correção da Energia Primária

A distorção na distribuição de múons no nível do solo produz uma variação no sinal de referência $S(1000)$ utilizado para calcular a energia da partícula primária. De acordo com o modelo considerado acima, a modulação esperada deve ser proporcional ao termo $(\delta x)^2 \propto B_T^2 \propto \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}})$, onde $\mathbf{u}$, $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}$, são os vetores unitários na direção do eixo do chuveiro e do campo geomagnético, respectivamente (ver fig. 5.10). A figura 5.11(a) mostra a razão entre a média dos sinais medidos pelo SD S_{SD} e os sinais esperados S_{exp} (previsto pela LDF) como função do ângulo azimutal para cada detetor de superfície do SD, obtido em [87] mediante simulações de chuveiros na presença e na ausência do campo geomagnético. É possível observar que a introdução do campo geomagnético produz uma modulação quadrupolar, com uma amplitude de $\simeq (1.1 \pm 0.2)\%$. A figura 5.11(b) mostra a mesma análise realizada agora sobre um conjunto de dados de 30 000 chuveiros reais com energias acima de 4 EeV. De igual forma é observada uma modulação quadrupolar com uma amplitude de $\simeq (1.2 \pm 0.2)\%$ em concordância com o resultado das simulações. A variação do sinal ΔS em relação ao valor esperado na ausência do efeito geomagnético pode ser parametrizada semi-empiricamente em função dos ângulos azimutal e zenital como [87]

$$\frac{\Delta S(1000)}{S_0(1000)}(\theta, \varphi) = G(\theta) \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}), \quad (5.13)$$

onde o fator $G(\theta)$ é ajustado a partir de simulações com chuveiros de diferentes ângulos zenitais, sendo obtida a relação funcional

$$G(\theta) = 4.2 \times 10^{-3} \cos^{-2.8}(\theta). \quad (5.14)$$

A partir da equação (5.13) temos que

$$S = S_0 \left(1 + G(\theta) \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) \right), \quad (5.15)$$

onde $S \equiv S(1000)$ é o sinal de referência medido, $S_0 \equiv S_0(1000)$ o sinal esperado na ausência do campo. O sinal S_0 pode ser dividido do seguinte modo em função de dois termos independentes: o estimador da energia

Figura 5.7: Taxa horária de eventos inclinados para energias acima de 1 EeV sem correção do sinal por efeitos atmosféricos.

Figura 5.8: Sistema de coordenadas polares no plano transversal ao eixo do chuva. Figura extraída de [87].

Figura 5.9: Variação relativa $\Delta\rho_\mu/\rho_\mu$ da densidade de múons no plano transversal à direção de chegada do chuvereiro, devido à influência do campo geomagnético. Calculada mediante simulações de chuvereiros com $\theta = 60^\circ$ e $\varphi = D_B + 180^\circ$. Figura extraída de [87].

Figura 5.10: Representação esquemática da incidência do chuvereiro e a orientação relativa ao campo magnético da Terra. Figura extraída de [87].

Figura 5.11: Razão média entre o sinal detetado e o esperado na ausência do campo geomagnético como função do ângulo azimutal para cada detetor de superfície do SD. As linhas contínuas mostram o ajuste da modulação quadripolar. Figura extraída de [87].

$S_{38}(E)$ e um coeficiente de atenuação $a(\theta)$ dependente do ângulo zenital

$$S_0 = S_{38} \times a(\theta) . \quad (5.16)$$

Fazendo a média na equação (5.15) sobre o ângulo azimutal φ temos

$$\langle S \rangle_\varphi = S_{38} \times a(\theta) \left(1 + G(\theta) \left\langle \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) \right\rangle_\varphi \right) . \quad (5.17)$$

De acordo com o procedimento descrito na seção 3.1.5, podemos identificar a função f_{CIC} como

$$f_{CIC} = a(\theta) \left(1 + G(\theta) \left\langle \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) \right\rangle_\varphi \right) , \quad (5.18)$$

substituindo a equação (5.18) em (5.15) obtemos

$$S_{38} = \frac{S}{f_{CIC}} \frac{1}{\left(\frac{1+G(\theta)\sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}})}{1+G(\theta)\langle \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) \rangle_\varphi} \right)} , \quad (5.19)$$

e levando em conta que $G(\theta) \left\langle \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) \right\rangle_\varphi \ll 1$ temos

$$S_{38} \simeq \frac{S}{f_{CIC}} \frac{1}{[1 + \Delta(\theta, \varphi)]} , \quad (5.20)$$

onde

$$\Delta(\theta, \varphi) = G(\theta) \left(\sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) - \left\langle \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}}) \right\rangle_\varphi \right) . \quad (5.21)$$

A partir daqui, a correção da energia primária E é feita mediante

$$E_0 = \frac{E}{[1 + \Delta(\theta, \varphi)]^B}, \quad (5.22)$$

onde E_0 é a nova energia corrigida, ou seja, a energia que deveria ser medida na ausência do campo geomagnético.

Em [87] é mostrado que a influência do campo magnético produz uma modulação em declinação na taxa de eventos calculada acima de certo limiar de energia mínima. Esta variação, que pode chegar a ser da ordem de $\simeq 2\%$ para $-20^\circ < \delta < 20^\circ$, é traduzida numa amplitude dipolar espúria de $\sim 1.9\%$ se não fôr corrigida devidamente, com o qual, dado que as amplitudes dipolares procuradas são dessa ordem de grandeza, a devida correção deste efeito é de essencial importância nos estudos de anisotropia em grande escala.

5.3 Distribuições Angulares em Coordenadas Locais

As coordenadas equatoriais (α, δ) podem ser relacionadas com as coordenadas locais $(\theta, \varphi, \alpha_0)$ mediante

$$\sin(\theta) \cos(\varphi) = \cos(\delta) \sin(\alpha - \alpha_0(t)), \quad (5.23)$$

$$\sin(\theta) \sin(\varphi) = \cos(\delta_0) \sin(\delta) - \sin(\delta_0) \cos(\delta) \sin(\alpha - \alpha_0(t)), \quad (5.24)$$

$$\cos(\theta) = \sin(\delta_0) \sin(\delta) + \cos(\delta_0) \cos(\delta) \cos(\alpha - \alpha_0(t)), \quad (5.25)$$

onde $\delta_0 = -35.2^\circ$ é a declinação do Observatório Pierre Auger, $\alpha_0(t)$ representa a ascensão reta do zênite do observatório num dado instante de tempo t . A seguir analisamos como uma anisotropia em grande escala no céu pode ser refletida na distribuição em coordenadas locais das direções de chegada.

5.3.1 Distribuição em Ângulo Zenital

O fluxo de raios cósmicos, numa primeira aproximação até o termo dipolar, pode ser representado em função das coordenadas locais como

$$\Phi(\theta, \varphi, \alpha_0) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left(1 + d \mathbf{d}(\theta, \varphi, \alpha_0) \cdot \mathbf{n}(\theta, \varphi) \right) = \frac{dN}{dS_\perp dt d\Omega}, \quad (5.26)$$

e o número de eventos detetados dN num intervalo angular $d\Omega$ por unidade de área é calculado como $dN = \Phi \cos(\theta) d\Omega dt = \Phi \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta d\varphi dt$, onde o termo $\cos(\theta)$ vem como consequência da projeção da área do detetor no plano perpendicular ao eixo do chuveiro.

Para um fluxo isotrópico $\Phi = \Phi_0$, a taxa de eventos é constante em $\sin^2(\theta)$

$$\frac{dN_{iso}}{d\sin^2\theta} = \text{const.}, \quad \frac{dN_{iso}}{d\theta} \propto \sin(\theta) \cos(\theta). \quad (5.27)$$

No caso de um fluxo dipolar, levando em conta a transformação de coordenadas e fazendo a integração sobre φ e α_0 temos

$$\frac{dN_{dip}}{d \sin^2(\theta)} \propto 1 + d \sin(\delta_0) \sin(\delta_d) \cos(\theta) . \quad (5.28)$$

A variação relativa é definida como

$$\Delta \left(\frac{dN}{d \sin^2(\theta)} \right) \equiv \frac{1}{d} \left(\frac{dN_{dip}/d \sin^2(\theta) - dN_{iso}/d \sin^2(\theta)}{dN_{iso}/d \sin^2(\theta)} \right) , \quad (5.29)$$

com o qual temos que o produto $d \cdot \Delta \left(\frac{dN}{d \sin^2(\theta)} \right)$ nos dá diretamente a modulação relativa da distribuição $\frac{dN}{d \sin^2(\theta)}$ com respeito a isotropia.

Figura 5.12: Variação relativa $d \cdot \Delta \left(\frac{dN}{d \sin^2(\theta)} \right)$ para várias orientações de um dipolo de 10% de amplitude tomando $N_{0,dip} \approx N_{0,iso}$. A direção $\delta_d = 0^\circ$ não projeta nenhum sinal de anisotropia na distribuição de ângulo zenital, as direções $\delta_d = \pm 90^\circ$ representam o desvio máximo de isotropia.

A figura 5.12 mostra a variação relativa

$$d \cdot \Delta \left(\frac{dN}{d \sin^2(\theta)} \right) = \frac{N_{0,dip}}{N_{0,iso}} d \sin(\delta_0) \sin(\delta_d) \cos(\theta) , \quad (5.30)$$

para um fluxo dipolar com uma amplitude de $\sim 10\%$ para as orientações limites, tomando $N_{0,dip} \approx N_{0,iso}$. A direção $\delta_d = 0^\circ$ não projeta nenhum sinal de anisotropia na distribuição de ângulo zenital. As direções $\delta_d = \pm 90^\circ$ representam o desvio máximo de isotropia na distribuição de ângulo zenital. Pode ser observado que a modulação máxima é da ordem de $\pm 6\%$ para ângulos pequenos. A figura 5.13 mostra a distribuição em ângulo zenital local quando são distribuídos no céu o número de eventos correspondente ao intervalo de

Figura 5.13: Distribuição esperada de eventos em ângulo zenital local no caso de um fluxo dipolar para duas orientações opostas de um dipolo de 10% de amplitude, ambas perpendiculares ao plano equatorial, o qual produz a maior desviação possível da distribuição isotrópica. A linha contínua mostra a distribuição esperada na hipótese de um fluxo isotrópico.

$4 \leq E < 8$ EeV com as distribuições dipolares mencionadas acima, comparadas com a distribuição isotrópica. A forma do gráfico é similar para o intervalo de $E \geq 8$ EeV. Pode ser observado que a distribuição em ângulo zenital é robusta em relação a uma anisotropia dipolar. A figura 5.14 mostra a distribuição em ângulo zenital dos dados analisados nos dois intervalos de energia considerados.

No intervalo de $4 \leq E < 8$ EeV são observadas distorções na distribuição de ângulo zenital quando comparada à distribuição isotrópica. A magnitude dessas distorções não é compatível com aquelas esperadas devido à presença de um padrão anisotrópico genuíno devido à robustez da distribuição mencionada acima. Este efeito pode ser causado por algum dos seguintes motivos ou inclusive uma combinação de ambos. Em primeiro lugar, pode vir da curva de calibração CIC, dada que na amostra utilizada esta função é otimizada para eventos de energias acima de 10 EeV. Em segundo lugar, pode ser uma consequência de um efeito de migração de eventos provocado pela degradação da resolução em energia no processo de reconstrução. Identificar com certeza qual é a origem de tal comportamento requer de estudos adicionais que fogem ao escopo desta dissertação.

(a) $4 \leq E < 8 \text{ EeV}$ (b) $E \geq 8 \text{ EeV}$

Figura 5.14: Distribuição de eventos em ângulo zenital local para a amostra vertical (Herald) e inclinada (EFIT) nos dois intervalos de energia analisados. Os eventos seleccionados cumprem os triggers de qualidade 6T5 ou 5T5-pos+. A linha contínua mostra a distribuição esperada na hipótese de um fluxo isotrópico.

5.4 Distribuição em Ângulo Azimutal

No caso do ângulo azimutal ϕ , uma distribuição isotrópica deve ser uniforme em azimute

$$\frac{dN_{iso}}{d\phi} = \text{const.}, \quad dN_{iso} \propto d\phi. \quad (5.31)$$

Da mesma forma, o efeito da variação em relação a um fluxo dipolar pode ser quantificado estimando a variação $\Delta\left(\frac{dN}{d(\varphi)}\right)$. Fazendo um cálculo similar, agora integrando sobre θ (entre 0 e 80°) e α_0 obtemos

$$d \cdot \Delta\left(\frac{dN}{d(\varphi)}\right) \approx \frac{N_{0,dip}}{N_{0,iso}} d \sin(\delta_d) \cos(\delta_0) \left(\tan \delta_0 + \frac{1}{3} \sin(\varphi) \right). \quad (5.32)$$

A figura 5.15 mostra a modulação $d \cdot \Delta\left(\frac{dN}{d(\varphi)}\right)$ para diferentes orientações de um dipolo de 10% tomando

Figura 5.15: Variação relativa $d \cdot \Delta\left(\frac{dN}{d\varphi}\right)$ para várias orientações de um dipolo de 10% de amplitude tomando $N_{0,dip} \approx N_{0,iso}$. A direção $\delta_d = 0^\circ$ não projeta nenhum sinal de anisotropia na distribuição de ângulo azimutal, as direções $\delta_d = \pm 90^\circ$ representam o desvio máximo de isotropia.

$N_{0,dip} \approx N_{0,iso}$. Novamente a direção $\delta_d = 0^\circ$ não projeta nenhum sinal de anisotropia na distribuição de ângulo zenital, e as direções $\delta_d = \pm 90^\circ$ representam o desvio máximo de isotropia. A amplitude da modulação neste caso chega a alcançar um valor máximo de $\sim 8\%$. A figura 5.16 mostra as distribuições em ângulo azimutal para as diferentes amostras nos intervalos de energia e triggers considerados na análise de dados.

5.5 Exposição

Para um observatório de raios cósmicos, a exposição é função das coordenadas celestes, é medida em unidades de $\text{km}^2 \text{ year}$ e fornece a área de coleção efetiva integrada no tempo para cada direção no céu. Em outro contexto, o termo exposição ou exposição total se refere à exposição integrada sobre a esfera celeste toda, e tem unidades de $\text{km}^2 \text{ year sr}$. A exposição relativa ω é uma função adimensional, com valores entre

(a) $4 < E < 8$ EeV (b) $E > 8$ EeV

Figura 5.16: Distribuição de eventos em ângulo azimutal local para a amostra vertical (Herald), inclinada (EFIT) e a soma de ambas.

0 e 1, dados pela razão da exposição numa determinada direção pela exposição máxima. No caso de um observatório operando 100% do tempo e considerando eventos com energias acima do limiar de eficiência plena para $\theta < \theta_{max}$, a área de coleção efetiva não apresenta variações no tempo sideral e consequentemente é constante em ascensão reta. Neste caso a exposição relativa é chamada de exposição canônica, sendo uma

Figura 5.17: Representação esquemática da cobertura parcial do Observatório Pierre Auger. Devido à orientação do observatório, como consequência da rotação da Terra a zona próxima ao polo sul tem uma maior exposição, a qual vai diminuindo à medida que nos afastamos em direção ao polo norte, sendo que a região da esfera celeste com $\delta > 45^\circ$ é inacessível no experimento.

função dependente unicamente da declinação e de considerações geométricas relacionadas com a posição e orientação do observatório. Uma vez que para os efeitos de detecção o Observatório Pierre Auger pode ser considerado como um cone de semiabertura $\theta_{max} = 80^\circ$ orientado em $\delta_0 = -35.2^\circ$ de declinação (ver figura 5.17), a dependência com a declinação consiste basicamente em que durante a rotação da Terra a zona próxima ao polo sul ($\delta < -65^\circ$) fica sob observação o tempo todo, enquanto que a exposição diminui à medida que nos movemos na direção norte, chegando a ser nula para $\delta > 45^\circ$, o que traz como consequência uma cobertura parcial e não uniforme do céu durante o processo de detecção. A exposição canônica para o Observatório Pierre Auger foi obtida analiticamente em [99] e pode ser escrita como

$$\omega \propto \cos(\delta_0) \cos(\delta) \sin(\alpha_m) + \alpha_m \sin(\delta_0) \sin(\delta) \quad (5.33)$$

onde

$$\alpha_m = \begin{cases} 0, & \text{para } \xi > 1; \\ \pi, & \text{para } \xi < -1; \\ \arccos(\xi) & \text{para } -1 \leq \xi \leq 1; \end{cases} \quad (5.34)$$

$$\xi \equiv \frac{\cos(\theta_{max}) - \sin(\delta_0) \sin(\delta)}{\cos(\delta_0) \cos(\delta)}.$$

A figura 5.18 mostra a forma desta função quando são considerados na análise só eventos verticais ($\theta_{max} = 60^\circ$) e para eventos verticais e inclinados combinados ($\theta_{max} = 80^\circ$).

Figura 5.18: Exposição canônica relativa do Observatório Pierre Auger para eventos verticais ($\theta_{max} = 60^\circ$) e a soma de verticais mais inclinados ($\theta_{max} = 80^\circ$).

Entretanto, o Observatório Pierre Auger não opera 100% do tempo, e a área efetiva de coleção, que depende do número de estações ativas como função do tempo, assim como da área de coleção eficaz para cada trigger de qualidade selecionado, apresenta pequenas variações em tempo sidereal que são traduzidas em pequenas variações em ascensão reta. A exposição é calculada então a partir da informação do número de estações ativas como função do tempo. A área efetiva ΔS num momento dado de tempo t na direção (α, δ) é calculada como

$$\Delta S(\alpha, \delta, t) = \sum_{i,j} N_{cell}^i(\alpha_0(t + jT)) \times S_0^i \times \cos(\theta(\alpha, \delta)) \quad (5.35)$$

onde N_{cel}^i é o número de células ativas que cumprem com a condição do trigger de qualidade i -ésimo, S_0^i é a área de cada célula, o fator $\cos(\theta(\alpha, \delta))$ corresponde à projeção da área de coleção no plano perpendicular ao fluxo incidente, o tempo t está no intervalo $0 \leq t < T$ com $T = 24$ h e $j = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$, sendo n o número de dias considerados no cálculo. A coordenada de ascensão reta α se relaciona com a coordenada $\alpha_0(t)$ mediante $\alpha(t) = \alpha_0(t) + \alpha(0)$. Com isto temos que a área total de coleção numa determinada direção é calculada como

$$S(\alpha, \delta) = \int_0^T \Delta S(\alpha(t), \delta) \cdot dt. \quad (5.36)$$

O mapa de cobertura ou exposição pode então ser representado por meio de um mapa pixelizado onde cada pixel contém o valor da área efetiva de coleção integrada no tempo durante todo o período de observação, para essa direção no céu. Neste trabalho consideramos válidos eventos com trigger de qualidade 6T5 ou 5T5-pos+ combinados (ver seção 3.1.2). Tendo em conta isto, a exposição total no período de 01 de janeiro de 2014 até 31 de agosto de 2016 para eventos com ângulos zenitais menores que 80° passa de $65\,178 \text{ km}^2 \text{ year sr}$ para eventos 6T5 a $77\,141 \text{ km}^2 \text{ year sr}$ para eventos 6T5 e 5T5-pos+ combinados, ou seja, é obtido um aumento de aproximadamente 18% do número de eventos com respeito à amostra de eventos 6T5 pura. A figura 5.19 mostra os mapas de exposição usados neste estudo em coordenadas equatoriais e galácticas.

(a)

(b)

Figura 5.19: Mapas de exposição em coordenadas equatoriais (a) e galácticas (b) calculados no período de 01 de janeiro de 2014 até 31 de agosto de 2016 para eventos com trigger de qualidade 6T5 ou 5T5-pos+ e ângulo zenital máximo (θ_{max}) de 80° .

Trigger de Qualidade	Exposição (km ² year sr)	Intervalo de Energia	Eventos Inclínados	Eventos Verticais	Razão (inc./vert.) expected 0.293
6T5	65 178	$4 \leq E < 8$ EeV	15321	49612	0.309 ± 0.003
		$E \geq 8$ EeV	5897	20669	0.285 ± 0.004
6T5 5T5-pos+	77 141	$4 \leq E < 8$ EeV	18190	58883	0.309 ± 0.003
		$E \geq 8$ EeV	6913	24493	0.282 ± 0.004

Tabela 5.1: Estatísticas do conjunto de dados utilizado na análise. O período de tempo analisado vai desde o 01 de janeiro de 2004 até 31 de agosto de 2016.

5.6 Distribuição das Direções de Chegada na Esfera Celeste

Os mapas com a distribuição de eventos são obtidos a partir de um processo de discretização da esfera celeste, onde a cada pixel numa direção específica é atribuído o número de eventos detetados nessa direção. Os mapas com a distribuição do fluxo de raios cósmicos (em [km⁻² year⁻¹ sr⁻¹]), que logo serão utilizados na decomposição multipolar, são obtidos como a razão pixel-a-pixel entre o mapa de contagem de eventos (em [sr⁻¹]) e o mapa de exposição (em [km² yr]), corrigindo assim o efeito da exposição não-uniforme do Observatório Pierre Auger, como é representado na figura 5.20. A tabela 5.1 mostra as principais caracterís-

Figura 5.20: Representação esquemática da obtenção dos mapas de fluxo a partir dos mapas contagens de eventos e a exposição.

ísticas do conjunto de dados usado neste estudo. A construção dos mapas e a análise dos dados distribuídos na esfera celeste é feita a partir das ferramentas contidas no pacote HEALPix [100].

As figuras 5.21 e 5.22 mostram os mapas de fluxo obtidos nos dois intervalos de energia analisados, em coordenadas equatoriais e galácticas. Para melhor visualização das estruturas em grandes escalas angulares foi aplicado um filtro top-hat no qual o valor do fluxo em cada pixel é substituído pela média dos pixels vizinhos numa janela angular de 45°. Nestes mapas pode ser observada a distribuição de chegada dos eventos projetada na esfera celeste. A zona cinza representa a região do céu não observada no experimento que corresponde a $\delta > 44.8^\circ$ de declinação.

Nos dois mapas é possível notar indícios de anisotropia na distribuição dos eventos. A devida quantificação destas anisotropias é feita na próxima seção a partir da análise da decomposição multipolar. De

(a)

(b)

Figura 5.21: Projeção Mollweide dos mapas de fluxo para $4 \leq E < 8$ EeV em coordenadas equatoriais (a) e galácticas (b), suavizada com um filtro top-hat de uma janela angular de 45° .

maneira complementar, a figura 5.23 mostra a distribuição em ascensão reta da taxa de eventos normalizada pelo número médio de eventos. Aqui é possível observar uma modulação aproximadamente dipolar no

(a)

(b)

Figura 5.22: Projeção Mollweide dos mapas de fluxo para $E \geq 8$ EeV em coordenadas equatoriais (a) e galácticas (b), suavizada com um filtro top-hat de uma janela angular de 45° .

intervalo de $E \geq 8$ EeV.

(a) $4 \leq E < 8$ EeV (b) $E \geq 8$ EeV**Figura 5.23:** Distribuição em ascensão reta da taxa de eventos normalizada.

5.7 Recuperação do Dipolo

A partir dos mapas de fluxo passamos a realizar a decomposição multipolar e a recuperação do dipolo mediante as equações (4.19) e (4.20).

A tabela (5.2) mostra os valores obtidos de amplitude d e direção do dipolo (em coordenadas equatoriais (α_d, δ_d) e galácticas (ℓ_d, b_d)), assim como a significância estatística dos resultados para cada intervalo de energia. Para comparação, a tabela 5.3 mostra os resultados obtidos em [88] a partir de uma análise sobre um conjunto de dados similar usando o método de Rayleigh modificado discutido na seção 4.3.2. Nessa dissertação, o período de tempo considerado, o corte em ângulo zenital e o trigger de qualidade utilizado são os mesmos que em [88], porém, a curva CIC e o posterior processo de calibração com os eventos híbridos foram atualizados, de forma que não se espera obter exatamente os mesmos números de eventos nos intervalos de energia analisados. Pode-se observar que os valores centrais são consistentes, dentro das janelas de incertezas, com os aqui encontrados.

<i>Energia</i>	l_{max}	d (%)	α_d (°)	δ_d (°)	ℓ_d (°)	b_d (°)	$P(\geq d)$
$4 \leq E < 8$ EeV	1	0.7 ± 0.6	153 ± 360	-79 ± 78	293	-21	0.85
	2	0.6 ± 0.7	224 ± 100	52 ± 68	166	31	— — —
$E \geq 8$ EeV	1	7.9 ± 1.1	103 ± 10	-38 ± 7	248	-15	6.90×10^{-8}
	2	8.7 ± 1.2	104 ± 12	-49 ± 8	263	-10	— — —

Tabela 5.2: Resultados da decomposição multipolar e recuperação do dipolo com as respectivas incertezas e significância estatística.

<i>Energia</i>	d (%)	α_d (°)	δ_d (°)	$p - value$
$4 \leq E < 8$ EeV	$2.5^{+1.0}_{-0.7}$	80 ± 60	-75^{+17}_{-8}	0.60
$E \geq 8$ EeV	$6.5^{+1.3}_{-0.9}$	100 ± 10	-24^{+12}_{-13}	2.6×10^{-8}

Tabela 5.3: Resultados da análise em ascensão reta realizado em [88] sobre um conjunto de dados similar.

As incertezas na tabela 5.2 foram estimadas usando simulações de Monte Carlo a partir das variâncias das componentes do dipolo em coordenadas cartesianas. Para isto foram gerados $N = 100\,000$ amostras, correspondentes a diferentes realizações de distribuições de eventos sobre a esfera celeste na presença de um dipolo com amplitude e direção iguais aos valores centrais apresentados na tabela 5.2. O número de eventos distribuídos na esfera celeste N_0 foi de 77 073 e 31 406 eventos, de acordo com o número de eventos analisado nos intervalos de $4 \leq E < 8$ EeV e $E \geq 8$ EeV, respectivamente. A seguir foram ajustadas funções gaussianas às distribuições correspondentes às componentes do dipolo para estimar as respectivas variâncias.

As figuras 5.24 e 5.25 mostram os ajustes das distribuições d_x e d_z para o caso de $l_{max} = 1$. Os histogramas da distribuição da componente d_y do dipolo são similares àqueles de d_x . A partir das variâncias das componentes do dipolo, as incertezas na amplitude e direção em seguida são calculadas mediante as equações (4.21 - 4.24).

Figura 5.24: Simulação de incertezas para o intervalo de $4 < E < 8$ EeV, $l_{max} = 1$.

Figura 5.25: Simulação de incertezas para o intervalo de $E > 8$ EeV, $l_{max} = 1$.

5.7.1 Significância Estatística dos Resultados

Neste estudo, a significância estatística de uma determinada amplitude dipolar é definida como a probabilidade de obter por acaso um dipolo com uma amplitude maior ou igual à detetada, emergindo como produto de flutuações estatísticas de uma distribuição isotrópica do fluxo. Na tabela 5.2 os valores de probabilidade calculados a partir da equação (4.33) foram penalizados multiplicando-os por um fator 2 para compensar o fato de que dois intervalos de energia independentes foram explorados e assumindo-se que uma possível flu-

tuação estatística tem igual probabilidade de ocorrer em qualquer um dos dois intervalos de energia ². Para representar a significância estatística de uma maneira mais intuitiva, na literatura é comum traduzir esses valores de probabilidade a intervalos de confiança de uma distribuição normal genérica $N(\mu, \sigma)$ de média μ e variância σ , onde a cada valor de probabilidade P é atribuído um nível de confiança de $n\sigma$ correspondente ao valor

$$P(n\sigma) = 1 - \int_{\mu-n\sigma}^{\mu+n\sigma} N(\xi, \{\mu, \sigma\}) d\xi . \quad (5.37)$$

Na figura 5.26 é mostrada tal relação. Desta maneira, uma significância estatística de 3σ corresponde a um nível de confiança maior que 99.997%, chamado de limiar de evidência. Uma significância de 5σ corresponde ao limiar de descoberta, com um nível de confiança maior que 99.999997%. A significância

Figura 5.26: Representação dos intervalos de confiança em função do desvio padrão de uma gaussiana genérica $N(\mu, \sigma)$.

estatística depende do número de eventos disponíveis para cada intervalo de energia. Para garantir uma maior estatística na análise, o trigger de qualidade foi relaxado de 6T5 a 6T5 ou 5T5-pos+. Com esta condição o número total de eventos acima de 4 EeV passa de 91 499 a 108 480, ou seja, um aumento de aproximadamente 18% com respeito à amostra com trigger 6T5 unicamente. A partir da equação (4.33) pode ser determinada a mínima amplitude dipolar que pode ser detetada com um nível de confiança dado através do método utilizado neste estudo. Assim, fixando os valores de probabilidade nos limiares de evidência e descoberta foram calculadas as mínimas amplitudes detectáveis como função do número de eventos em cada caso. Na figura 5.27 são mostrados os resultados obtidos. Pode ser observado que as amplitudes obtidas neste trabalho no intervalo de $4 \leq E < 8$ EeV são muito menores que as amplitudes mínimas que podem ser detetadas com um nível de confiança estatisticamente significativo com o método usado. A tabela 5.4 mostra

²Este é um procedimento de penalização conservativo, dado que o fator deve ser menor que 2, uma vez que as probabilidades de flutuação ao acaso são dependentes do número de eventos.

Figura 5.27: Mínima amplitude detectável com o método de expansão multipolar usado nesta dissertação como função do número de eventos.

os valores da mínima amplitude detectável nos intervalos de energia aqui considerados dada a estatística disponível.

Intervalo	min. amp. - 3σ	min. amp. - 5σ
$4 \leq E < 8 \text{ EeV}$	0.028	0.045
$E \geq 8 \text{ EeV}$	0.044	0.070

Tabela 5.4: Mínima amplitude detectável nos intervalos de energia analisados com a estatística disponível nesta dissertação para eventos 6T5 e 5T5-pos+ combinados.

6 | CONCLUSÕES

Nesta dissertação foi realizada uma busca de anisotropias em grandes escalas angulares no fluxo de raios cósmicos acima de 4 EeV mediante a análise dos dados tomados pelo Observatório Pierre Auger no período de 01 de janeiro de 2004 até 31 de agosto de 2016. Na análise foram considerados eventos com ângulo zenital entre 0° e 80° , cobrindo cerca de 85% da esfera celeste entre -90° e 45° de declinação em coordenadas equatoriais. Na seleção de eventos foram considerados válidos aqueles com trigger de qualidade 6T5 ou 5T5-pos+, a seleção deste último trigger (5T5-pos+) permitiu aumentar a estatística disponível em 18% em relação aos eventos do tipo 6T5. Especial atenção foi dedicada à correção dos efeitos sistemáticos que podem introduzir sinais espúrios de anisotropia na análise. Sendo assim, corrigiu-se cuidadosamente a modulação na taxa de eventos introduzida pela variação das condições atmosféricas durante a detecção, assim como a influência do campo geomagnético sobre a reconstrução da energia primária das cascatas. A partir do conhecimento detalhado do número de estações ativas como função do tempo durante o período de detecção considerado foi possível construir um mapa bidimensional de exposição na esfera celeste, com uma precisão de $\sim 1\%$, para eventos acima do limiar de eficiência plena. Para quantificar os sinais de anisotropias foi utilizado o método de expansão multipolar descrito na seção 4.3.1. Diferentemente do método de Rayleigh previamente utilizado em vários estudos similares ([88, 89, 101]), o método aqui utilizado nos permite acessar de maneira direta as componentes cartesianas d_x , d_y , d_z do dipolo a partir dos coeficientes a_{lm} da expansão do fluxo em harmônicos esféricos, com o qual a amplitude e direção da anisotropia podem ser recuperadas de uma maneira mais natural. Cabe apontar que o fato dos estimadores utilizados aqui diferirem daqueles empregados em [88], leva a significâncias estatísticas levemente diferentes, já que a resposta desses estimadores a flutuações estatísticas é diferente. As diferenças observadas nos valores centrais são plenamente consistentes com as incertezas estatísticas.

Neste trabalho procurou-se por anisotropias do tipo dipolar sob a suposição de um fluxo primário dipolar ou uma superposição de dipolo mais quadrupolo, considerando expansões multipolares até a primeira ($l_{max} = 1$) ou segunda ordem ($l_{max} = 2$), respectivamente. Os dados foram divididos em dois intervalos de energia de acordo com estudos prévios: assim foram considerados por separado eventos com energias entre 4 e 8 EeV e eventos com energias maiores que 8 EeV. Os resultados centrais deste trabalho são a amplitude e direção das anisotropias dipolares procuradas em cada caso mostrados na tabela 5.2. Os resultados obtidos são consistentes com uma distribuição isotrópica para eventos com energias entre 4 e 8 EeV: os pequenos valores das amplitudes dipolares encontradas nesse intervalo de energias são consistentes com flutuações

estatísticas de um fluxo isotrópico primário. No intervalo de energias maiores que 8 EeV foi detetada uma anisotropia que pode ser representada por um dipolo de amplitude $d = (7.9 \pm 1.1)\%$ na direção $(\alpha_d, \delta_d) = (103^\circ \pm 10^\circ, -38^\circ \pm 7^\circ)$ em coordenadas equatoriais, sob o pressuposto de um fluxo primário dipolar ($l_{max} = 1$). A consideração do termo quadrupolar na expansão até $l_{max} = 2$ não produz variações significativas nas amplitudes dipolares encontradas quando comparadas à expansão até $l_{max} = 1$. Esses resultados indicam que a contribuição de uma anisotropia quadrupolar no intervalo de energias $E \geq 8$ EeV é pequena em comparação com a dipolar, com o qual a hipótese adotada a priori de um fluxo primário predominantemente dipolar é válida no contexto desta análise. Este resultado é consistente com vários estudos prévios, por exemplo, em [86] foi revelada a inexistência de qualquer desvio com respeito à isotropia para multipolos de ordem maior que $l = 1$ com um nível de confiança de mais de 99% a partir de uma análise do espectro de potências

$$C_l = \sum_{m=-l}^l ||a_{lm}||^2 / (2l+1) . \quad (6.1)$$

Por outro lado, as amplitudes quadrupolares calculadas em [89] usando uma análise em ascensão reta também se mostraram desprezíveis em ambos os intervalos de energia, o que faz da hipótese do dipolo a melhor aproximação para descrever o fluxo de raios cósmicos para essas energias.

Em geral, um padrão dipolar pode ser o resultado de uma distribuição não-homogênea das fontes de raios cósmicos. Neste sentido as predições dos modelos que propõem uma origem galáctica para as partículas acima de 8 EeV se encontram em contradição com os principais resultados experimentais obtidos até agora. Se as fontes galácticas propostas para acelerar raios cósmicos acima dos EeV forem distribuídas em um halo em torno de nossa galáxia, como foi sugerido em [102, 103], é esperada uma distribuição dipolar das direções de chegada com o máximo apontando aproximadamente na direção do centro galáctico. Porém, a direção do dipolo descoberto neste estudo é de $(\alpha_d, \delta_d) = (103^\circ, -38^\circ)$ a uma distância angular de $\sim 112^\circ$ do centro galáctico que se encontra na direção $(\alpha_G, \delta_G) = (266^\circ, -28^\circ)$. Por outro lado, num cenário onde as fontes estejam distribuídas preferencialmente no plano galáctico, espera-se que alguma anisotropia quadrupolar possa sobreviver às deflexões magnéticas. A ausência de um momento quadrupolar significativo na distribuição do fluxo destas energias desfavorece esta hipótese.

No cenário de uma origem extragaláctica dos raios cósmicos destas energias, existem várias previsões sobre a amplitude e direção de uma possível anisotropia dipolar. O efeito Compton-Getting (ver seção 4.1), prediz anisotropias com amplitudes menores que 2% na maioria dos cenários realistas, não obstante, amplitudes dessas magnitudes estão abaixo do nível de sensibilidade do método aqui utilizado com a estatística disponível até hoje (tabela 5.4). Um aproximado padrão dipolar pode ser causado por uma fonte única de grande potência se a difusão ou dispersão das partículas pelos campos magnéticos distribui as direções de chegada numa ampla região do céu, mas neste caso também são esperados momentos de maior ordem que o dipolar. Em contradição com esta hipótese, os resultados encontrados aqui indicam a ausência de uma amplitude quadrupolar significativa como também foi reportado em [86] e [89]. No cenário em que as fontes são distribuídas de maneira similar às galáxias em nosso universo local (até algumas centenas de Mpc), as quais apresentam uma componente dipolar proeminente quando pesos proporcionais ao seu fluxo no infravermelho (IR) são levados em conta [104], é esperada uma anisotropia dipolar no fluxo de raios cósmicos numa direção similar à do dipolo associado com a distribuição das galáxias como consequência do excesso

de fontes de raios cósmicos nessa direção. Para as galáxias detectadas no IR do catálogo 2MRS o dipolo d_{2MRS} associado aponta na direção $(\ell, b) = (251^\circ, 38^\circ)$ enquanto que o dipolo aqui detectado para $E \geq 8$ EeV se encontra na direção $(\ell_d, b_d) = (248^\circ, -15^\circ)$ a uma distância angular de $\sim 53^\circ$. No entanto, para uma anisotropia de origem extragaláctica, a deflexão dos raios cósmicos causada pelos campos magnéticos modifica consideravelmente a direção do dipolo medido na Terra em relação à direção original da anisotropia. A deflexão dos raios cósmicos depende da composição química das partículas incidentes assim como dos modelos de campo magnético adotados para a propagação, em geral os desvios podem chegar a ser de até algumas dezenas de graus. Com o objetivo de estimar em que medida a ação do campo magnético galáctico poderia desviar a direção do dipolo associado ao catálogo 2MRS medido na Terra de sua direção original, em [88] foram propagados desde fora da galáxia até a Terra raios cósmicos com uma distribuição espacial dada pelas fontes do catálogo 2MRS, assumindo valores de rigidez magnética $E/Z = 2$ e 5 EeV para estas partículas sob a ação do modelo de campo magnético proposto em [28]. Os resultados mostram uma aproximação da direção do dipolo associado ao catálogo 2MRS em direção ao dipolo aqui descoberto. Certamente este resultado depende fortemente do modelo de campo magnético utilizado assim como dos mecanismos de propagação considerados na simulação, não obstante, a deflexão coerente observada indica a possibilidade de encontrar uma configuração de campo magnético que produza um desvio considerável na direção do dipolo do 2MRS ao dipolo aqui descoberto, favorecendo a hipótese de uma origem extragaláctica das partículas destas ultra altas energias. A detecção de pequenas anisotropias com um nível de confiança significativo requer uma grande estatística (ver fig. 5.27). Neste sentido, a manutenção da coleta de dados do Observatório Pierre Auger, juntamente com o seu programa de upgrade conhecido como AugerPrime [105], nos próximos anos deve representar uma grande vantagem no estudo de anisotropias em grande escala, permitindo uma análise em faixas de energia mais baixas junto com a detecção de amplitudes dipolares menores do que aquelas possíveis de acessar com a estatística disponível até hoje.

A | COORDENADAS CELESTES

Os sistemas de coordenadas celestes são utilizados para especificar a posição de objetos astronômicos no espaço 3-dimensional ou simplesmente a direção do objeto. A esfera celeste é uma esfera imaginária de raio infinitamente grande em cuja superfície bidimensional interior são projetadas linhas e círculos de referência para determinar a posição e movimento dos astros observados. As coordenadas celestes esféricas são análogas ao sistema de coordenadas geográficas utilizado na superfície da Terra e diferem entre eles na escolha do plano fundamental que divide a esfera celeste em dois hemisférios iguais, sendo o centro da esfera o origem de coordenadas. A seguir serão apresentados as principais características dos dois sistemas de coordenadas celestes utilizados neste trabalho.

A.1 Coordenadas Equatoriais

No sistema equatorial de coordenadas, o plano fundamental é o plano equatorial, que é aquele plano perpendicular ao eixo de rotação da Terra que contém o equador terrestre. A intersecção entre o plano equatorial e a esfera celeste forma o grande círculo chamado de equador celeste. A origem deste sistema de coordenadas é o centro da terra. A direção de um astro é determinada pelas coordenadas de declinação δ e ascensão reta α como mostra a figura A.1. A declinação é definida como o ângulo entre a direção do astro e o plano equatorial, seus valores são medidos em graus variando entre $-90^\circ \leq \delta \leq 90^\circ$ com valores positivos no hemisfério norte e negativos no sul. A ascensão reta é a distância angular entre o astro e o ponto vernal (ou ponto γ) medida ao longo do equador celeste. O Ponto vernal é o ponto da esfera celeste determinado pela posição do sol quando ele, movendo-se pela eclíptica¹, cruza o equador celeste indo desde o hemisfério sul celeste pro norte, determinando o equinócio de primavera para o hemisfério norte e o de outono para o hemisfério sul. Em astronomia a ascensão reta é usualmente expressa em horas, minutos e segundos, embora possa ser expressa em graus também, os valores são medidos em sentido anti-horário ou direto ao longo do plano equatorial variando de 0 a 24 h ($0 \leq \alpha < 360^\circ$).

¹A eclíptica é o grande círculo descrito pela trajetória do sol no seu movimento aparente em torno da Terra.

Figura A.1: Sistema equatorial de coordenadas.

A.2 Coordenadas Galácticas

O sistema de coordenadas galácticas se encontra centrado na localização do Sol e tem como plano fundamental o plano galáctico, que é aquele que contém o plano do disco da Via Láctea e seu centro. A direção de um astro é dada pelas coordenadas de longitude ℓ e latitude galáctica b como mostra a figura A.2. A latitude galáctica é o ângulo formado entre o astro e o plano galáctico, seus valores são medidos em graus e variam entre $0^\circ < b \leq 90^\circ$ no hemisfério norte e $-90^\circ \leq b < 0$ no sul. A longitude galáctica é a distância angular entre o astro e o centro galáctico medida ao longo do plano galáctico em sentido direto ou anti-horário quando visto desde o hemisfério norte, com valores entre $0^\circ \leq \ell < 360^\circ$. O plano galáctico está inclinado aproximadamente 60° em relação ao equador celeste. A origem deste sistema de coordenadas ($\ell = 0, b = 0$) corresponde as coordenadas equatoriais ($\alpha = 17 \text{ h } 42 \text{ m}, \delta = -28^\circ 55'$).

A obtenção das coordenadas galácticas (ℓ, b) de um objeto, a partir de suas correspondentes coordenadas equatoriais (α, δ) implica basicamente uma rotação no espaço 3-dimensional e pode ser feita através

Figura A.2: Sistema galáctico de coordenadas.

das seguintes equações

$$\cos b \cos(\ell - \ell_0) = \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_N) \quad (\text{A.1})$$

$$\cos b \sin(\ell - \ell_0) = \sin \delta \sin i_g + \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_N) \cos i_g \quad (\text{A.2})$$

$$\sin b = \sin \delta \cos i_g - \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_N) \sin i_g, \quad (\text{A.3})$$

onde $i_g = 62^\circ.6$ é a inclinação do plano galáctico em relação ao equador celeste, $\alpha_N = 282^\circ.25$ é a ascensão reta do nó ascendente do plano galáctico, isto é, a ascensão reta do ponto no qual o plano galáctico cruza o equador celeste, indo desde o sul pro norte na direção ascendente de ascensão reta, $\ell_0 = 33^\circ.0$ é a longitude galáctica do nó ascendente do plano galáctico.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Antoine Letessier-Selvon and Todor Stanev. Ultrahigh energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 83:907–942, Sep 2011.
- [2] D. Allard, E. Parizot, and A. V. Olinto. On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays: Spectral and composition features from two opposite scenarios. *Astroparticle Physics*, 27(1):61–75, 2007.
- [3] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB. *Physics Letters B*, 612(3):147–153, 2005.
- [4] Noemie Globus, Denis Allard, and Etienne Parizot. A complete model of the cosmic ray spectrum and composition across the Galactic to extragalactic transition. *Phys. Rev. D*, 92:021302, Jul 2015.
- [5] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, E.J. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez-Muñiz, and et al. Atmospheric effects on extensive air showers observed with the surface detector of the Pierre Auger observatory. *Astroparticle Physics*, 32(2):89 – 99, 2009.
- [6] Enrico Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, 75:1169–1174, Apr 1949.
- [7] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts – i. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182(2):147–156, 1978.
- [8] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *Astrophysical Journal, Letters*, 221:L29–L32, apr 1978.
- [9] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Supernova shock acceleration of cosmic rays in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, 237:793–808, may 1980.
- [10] L O’C Drury. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports on Progress in Physics*, 46(8):973, 1983.
- [11] R. A. Chevalier. The interaction of supernovae with the interstellar medium. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 15:175–196, 1977.

- [12] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22(1):425–444, 1984.
- [13] M. Nagano and Alan A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72:689–732, 2000.
- [14] Todor Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer, 2 edition, 2010.
- [15] Pijushpani Bhattacharjee and Günter Sigl. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. *Physics Reports*, 327(3):109 – 247, 2000.
- [16] M. Birkel and S. Sarkar. Extremely high energy cosmic rays from relic particle decays. *Astroparticle Physics*, 9:297–309, dec 1998.
- [17] Christopher T. Hill, David N. Schramm, and Terry P. Walker. Ultra-high-energy cosmic rays from superconducting cosmic strings. *Phys. Rev. D*, 36:1007–1016, Aug 1987.
- [18] Veniamin Berezhinsky and Alexander Vilenkin. Cosmic Necklaces and Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Phys. Rev. Lett.*, 79:5202–5205, Dec 1997.
- [19] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez-Muñiz, and et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 29:243–256, may 2008.
- [20] J. Abraham, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte, P. Allison, C. Alvarez, J. Alvarez-Muñiz, and et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 27:155–168, mar 2007.
- [21] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, E.J. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, et al. Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 31(6):399–406, 2009.
- [22] D. Góra. Observation of UHE Cosmic Rays and upper limit on the diffuse neutrino flux by the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 229(Supplement C):251 – 257, 2012. Neutrino 2010.
- [23] Pierre Auger Collaboration. Ultrahigh Energy Neutrinos at the Pierre Auger Observatory. *Advanced High Energy Physics*, 2013:708680, apr 2013.
- [24] Javier G. Gonzalez. Search for ultra-high energy neutrinos with the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 725(Supplement C):80 – 84, 2013.
- [25] V.S. Ptuskin, S.I. Rogovaya, V.N. Zirakashvili, L.G. Chuvilgin, G.B. Khristiansen, E.G. Klepach, and G.V. Kulikov. Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in galactic magnetic fields. *Astronomy and Astrophysics*, 268:726–735, feb 1993.

- [26] Todor Stanev. Ultra-high-energy Cosmic Rays and the Large-scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 479(1):290, 1997.
- [27] Ronnie Jansson and Glennys R. Farrar. The Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal Letters*, 761(1):L11, 2012.
- [28] Ronnie Jansson and Glennys R. Farrar. A New Model of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 757(1):14, 2012.
- [29] Julián Candia, Esteban Roulet, and Luis N. Epele. Turbulent diffusion and drift in galactic magnetic fields and the explanation of the knee in the cosmic ray spectrum. *Journal of High Energy Physics*, 2002(12):033, 2002.
- [30] Julián Candia, Silvia Mollerach, and Esteban Roulet. Cosmic ray drift, the second knee and galactic anisotropies. *Journal of High Energy Physics*, 2002(12):032, 2002.
- [31] Julián Candia, Silvia Mollerach, and Esteban Roulet. Cosmic ray spectrum and anisotropies from the knee to the second knee. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2003(05):003, 2003.
- [32] A. A. Lee and R. W. Clay. The anisotropy of EHE cosmic rays. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 21(12):1743, 1995.
- [33] Diego Harari, Silvia Mollerach, and Esteban Roulet. Signatures of galactic magnetic lensing upon ultra high energy cosmic rays. *Journal of High Energy Physics*, 2000(02):035, 2000.
- [34] Diego Harari, Silvia Mollerach, Esteban Roulet, and Federico Sánchez. Lensing of ultra-high energy cosmic rays in turbulent magnetic fields. *Journal of High Energy Physics*, 2002(03):045, 2002.
- [35] Kenneth Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748 – 750, Apr 1966.
- [36] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4:78, aug 1966.
- [37] Shigeru Yoshida and Masahiro Teshima. Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays with Extra-Galactic Origin. *Progress of Theoretical Physics*, 89(4):833–845, 1993.
- [38] A. Mücke, J.P. Rachen, R. Engel, R.J. Protheroe, and T. Stanev. Photohadronic Processes in Astrophysical Environments. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 16:160–166, aug 1999.
- [39] F. W. Stecker and M. H. Salamon. Photodisintegration of Ultra-High-Energy Cosmic Rays: A New Determination. *The Astrophysical Journal*, 512(2):521, 1999.
- [40] George R. Blumenthal. Energy Loss of High-Energy Cosmic Rays in Pair-Producing Collisions with Ambient Photons. *Phys. Rev. D*, 1:1596–1602, Mar 1970.

- [41] J. L. Puget, F. W. Stecker, and J. H. Bredekamp. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. *The Astrophysical Journal*, 205:638–654, apr 1976.
- [42] Johannes Blümer, Ralph Engel, and Jörg R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(2):293–338, 2009.
- [43] A.D. Erlykin and A.W. Wolfendale. Properties of cosmic ray interactions at PeV energies. *Astroparticle Physics*, 18(2):151 – 164, 2002.
- [44] S.I. Nikolskij. Break in the cosmic ray spectrum or confinement violation near 10^6 TeV? *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 39:228–234, feb 1995.
- [45] R. Wigmans. On Big Bang Relics, the Neutrino Mass and the Spectrum of Cosmic Rays. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 85:305–310, may 2000.
- [46] R. Ehrlich. Is there a 4.5 PeV neutron line in the cosmic ray spectrum? *Physical Review D*, 60(7):073005, oct 1999.
- [47] J.R. Hörandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 19:193–220, may 2003.
- [48] R. Aloisio, V. Berezhinsky, and A. Gazizov. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39:129–143, dec 2012.
- [49] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte, and et al. Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. *Physical Review Letters*, 101(6):061101, aug 2008.
- [50] R. Silberberg and C. H. Tsao. An explanation for cosmic-ray source abundances including nitrogen. *Astrophysical Journal*, 352:L49–L52, apr 1990.
- [51] Marius Grigat. *Large Scale Anisotropy Studies of Ultra High Energy Cosmic Rays Using Data Taken with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen University, 6 2011.
- [52] Walter Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford At The Clarendon Press, 1 edition, 1936.
- [53] J. Matthews. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22:387–397, jan 2005.
- [54] T. Bergmann, R. Engel, D. Heck, N.N. Kalmykov, S. Ostapchenko, T. Pierog, T. Thouw, and K. Werner. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics*, 26:420–432, jan 2007.
- [55] S. Ostapchenko. QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 151:143–146, jan 2006.

- [56] T. Pierog and K. Werner. Muon Production in Extended Air Shower Simulations. *Phys. Rev. Lett.*, 101:171101, Oct 2008.
- [57] Eun-Joo Ahn, Ralph Engel, Thomas K. Gaisser, Paolo Lipari, and Todor Stanev. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1. *Phys. Rev. D*, 80:094003, Nov 2009.
- [58] E.G. Berezhko and H.J. Völk. Spectrum of Cosmic Rays Produced in Supernova Remnants. *The Astrophysical Journal*, 661:L175–L178, jun 2007.
- [59] The Pierre Auger Collaboration, P. Abreu, M. Aglietta, E.J. Ahn, I.F.M. Albuquerque, , and et al. The Pierre Auger Observatory II: Studies of Cosmic Ray Composition and Hadronic Interaction models. In *Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference(ICRC 2011): Beijing, China, August 11-18, 2011*, volume 3, page 208, 2011.
- [60] The KASCADE-Grande Collaboration, :, W.D. Apel, J.C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk, M. Bertaina, J. Blümer, H. Bozdog, and Brancus. KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 47(Supplement C):54 – 66, jun 2013.
- [61] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, J. Alvarez-Muñiz, M. Ambrosio, and et al. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV. *Physical Review Letters*, 104(9):091101, mar 2010.
- [62] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798(Supplement C):172 – 213, 2015.
- [63] E Varela and the Pierre Auger Collaboration. The low-energy extensions of the Pierre Auger Observatory. *Journal of Physics: Conference Series*, 468(1):012013, 2013.
- [64] I. Allekotte, A. F. Barbosa, P. Bauleo, C. Bonifazi, B. Civit, C. O. Escobar, and Pierre Auger Collaboration. The surface detector system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 586:409–420, mar 2008.
- [65] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, E.J. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, and et al. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613(1):29 – 39, 2010.
- [66] G. Puppi, H.S. Bridge, and K. Greisen. *Progress in Cosmic Ray Physics. Vol. 3*. North-Holland Publishing C°, 1956.
- [67] Koichi Kamata and Jun Nishimura. The lateral and the angular structure functions of electron showers. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 6:93–155, 1958.
- [68] 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.

- [69] Roberto Pesce. Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory: An update. In *Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011): Beijing, China, August 11-18, 2011*, volume 2, page 214, 2011.
- [70] The Pierre Auger Collaboration, J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, E.J. Ahn, D. Allard, P. Allison, and et al. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2):227 – 251, jul 2009.
- [71] Matias J. Tueros. Estimate of the non-calorimetric energy of showers observed with the fluorescence and surface detectors of the Pierre Auger Observatory. In *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*, page 0705, 2013.
- [72] T. K. Gaisser and A. M. Hillas. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. *International Cosmic Ray Conference*, 8:353–357, 1977.
- [73] S. Ostapchenko. QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 151(1):143 – 146, 2006.
- [74] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. Al Samarai, I. F. M. Albuquerque, and et al. Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Mean number in highly inclined events. *Phys. Rev. D*, 91:032003, Feb 2015.
- [75] The Pierre Auger Collaboration. Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 8:19, 2014.
- [76] The Pierre Auger Collaboration. Measurement of the cosmic ray spectrum above 4×10^{18} eV using inclined events detected with the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(08):049, 2015.
- [77] J. Linsley. Primary cosmic rays of energy 10^{17} to 10^{20} eV.
- [78] A.H. Compton and I.A. Getting. An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays. *Physical Review*, 47:817–821, jun 1935.
- [79] M. KachelrieB and P.D. Serpico. The Compton–Getting effect on ultra-high energy cosmic rays of cosmological origin. *Physics Letters B*, 640(5):225 – 229, 2006.
- [80] Planck Collaboration, Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., and journal = A&A year = 2014 volume = 571 pages = A27 Baccigalupi, and Zonca, A., title = Planck 2013 results. XXVII. Doppler boosting of the CMB: Eppure si muove.
- [81] Diego Harari, Silvia Mollerach, and Esteban Roulet. Anisotropies of ultrahigh energy cosmic rays diffusing from extragalactic sources. *Phys. Rev. D*, 89:123001, Jun 2014.

- [82] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet. Anisotropies of ultrahigh energy cosmic ray nuclei diffusing from extragalactic sources. *Phys. Rev.*, 92(6):063014, sep 2015.
- [83] John P. Huchra, Lucas M. Macri, Karen L. Masters, Thomas H. Jarrett, Perry Berlind, Michael Calkins, Aidan C. Crook, Roc Cutri, Pirin Erdoğdu, Emilio Falco, Teddy George, Conrad M. Hutcheson, Ofer Lahav, Jeff Mader, Jessica D. Mink, Nathalie Martimbeau, Stephen Schneider, Michael Skrutskie, Susan Tokarz, and Michael Westover. The 2MASS Redshift Survey—Description and Data Release. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 199(2):26, 2012.
- [84] P. Billoir and O. Deligny. Estimates of multipolar coefficients for searching for cosmic ray anisotropies with non-uniform or partial sky coverage. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2:009, feb 2008.
- [85] E. Hivon, K.M. Górski, C.B. Netterfield, B.P. Crill, S. Prunet, and F. Hansen. MASTER of the Cosmic Microwave Background Anisotropy Power Spectrum: A Fast Method for Statistical Analysis of Large and Complex Cosmic Microwave Background Data Sets, journal = The Astrophysical Journal. 567:2–17, mar 2002.
- [86] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, I. Al Samarai, I.F.M. Albuquerque, I. Allekotte, A. Almela, and J. Alvarez Castillo. Multi-resolution anisotropy studies of ultrahigh-energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(06):026, 2017.
- [87] The Pierre Auger collaboration. The effect of the geomagnetic field on cosmic ray energy estimates and large scale anisotropy searches on data from the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011(11):022, 2011.
- [88] The Pierre Auger Collaboration, A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, I.A. Samarai, I.F.M. Albuquerque, I. Allekotte, A. Almela, and et al. Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV. *Science*, 357(6537):1266–1270, sep 2017.
- [89] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E.J. Ahn, I.A. Samarai, I.F.M. Albuquerque, A. Almela, and et al. Large Scale Distribution of Ultra High Energy Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory with Zenith Angles up to 80° . *The Astrophysical Journal*, 802:111, apr 2015.
- [90] Pierre Auger Collaboration, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. F. M. Albuquerque, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez Castillo, and et al. Search for first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 34:627–639, mar 2011.
- [91] J. Lloyd-Evans and A. A. Watson. Invited Talks, 8th European Cosmic Ray Symposium. Iucci et al eds. Bologna, 1983.
- [92] M. I. Pravdin, A. A. Ivanov, A. D. Krasil’nikov, and I. E. Mikhailov, A. A. and Sleptsov. Analysis of anisotropy of cosmic rays with the energy of about 10^{17} eV by Yakutsk EAS array data. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 92(5):766–770, May 2001.

- [93] N. Hayashida, M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, N. Sakaki, M. Sasaki, Y. Matsubara, K. Murakami, Y. Uchihori, and H. Yoshii. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV. *Astroparticle Physics*, 10:303–311, may 1999.
- [94] J.A. Bellido, R.W. Clay, B.R. Dawson, and M. Johnston-Hollitt. Southern hemisphere observations of a 10^{18} eV cosmic ray source near the direction of the Galactic Centre. *Astroparticle Physics*, 15:167–175, apr 2001.
- [95] J. Abraham, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte, P. Allison, C. Alvarez, J. Alvarez-Muñiz, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, and et al. Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 27:244–253, apr 2007.
- [96] D. Marinucci, D. Pietrobon, A. Balbi, P. Baldi, P. Cabella, G. Kerkycharian, P. Natoli, D. Picard, and N. Vittorio. Spherical needlets for cosmic microwave background data analysis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383(2):539–545, 2008.
- [97] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. Al Samarai, I. F. M. Albuquerque, I. Allekotte, and J. Allen. Searches for Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays Detected above Energy of 10^{19} eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array. *The Astrophysical Journal*, 794(2):172, 2014.
- [98] The Pierre Auger Collaboration. Impact of atmospheric effects on the energy reconstruction of air showers observed by the surface detectors of the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 12(02):P02006, 2017.
- [99] Paul Sommers. Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory. *Astroparticle Physics*, 14(4):271 – 286, 2001.
- [100] K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann. HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *The Astrophysical Journal*, 622(2):759, 2005.
- [101] R. Bonino. Large scale anisotropy studies with the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 692(Supplement C):88 – 92, 2012. 3rd Roma International Conference on Astroparticle Physics.
- [102] V. Berezhinsky, M. Kachelrieß, and A. Vilenkin. Ultrahigh Energy Cosmic Rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4302–4305, Dec 1997.
- [103] Michael Birkel and Subir Sarkar. Extremely high energy cosmic rays from relic particle decays. *Astroparticle Physics*, 9(4):297 – 309, 1998.
- [104] P. Erdoğdu, J. P. Huchra, O. Lahav, M. Colless, R. M. Cutri, E. Falco, T. George, T. Jarrett, D. H. Jones, C. S. Kochanek, L. Macri, J. Mader, N. Martimbeau, M. Pahre, Q. Parker, A. Rassat, and

W. Saunders. The dipole anisotropy of the 2 Micron All-Sky Redshift Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368(4):1515–1526, 2006.

- [105] The Pierre Auger Collaboration, A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. A. Samarai, I. F. M. Albuquerque, I. Allekotte, P. Allison, A. Almela, and et al. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. *ArXiv e-prints*, apr 2016.