



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
OBSERVATÓRIO DO VALONGO

Uma comparação das distribuições das direções de  
chegada dos raios cósmicos de ultra-alta energia  
detetados nos hemisférios sul e norte

Carlos Soncco Meza

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Astronomia da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Astronomia).

**Orientador:** João Ramos Torres de Mello Neto

**Coorientador:** Ugo Giaccari

Rio de Janeiro

Março de 2016

## CIP - Catalogação na Publicação

S284c      Soncco Meza, Carlos  
            Uma comparação das distribuições das direções de  
            chegada dos raios cósmicos de ultra-alta energia  
            detetados nos hemisférios sul e norte / Carlos  
            Soncco Meza. -- Rio de Janeiro, 2016.  
            100 f.

            Orientador: João Ramos Torres de Mello Neto.  
            Coorientador: Ugo Giaccari.  
            Dissertação (mestrado) - Universidade Federal  
            do Rio de Janeiro, Observatório do Valongo,  
            Programa de Pós-Graduação em Astronomia, 2016.

            1. Raios Cósmicos. 2. Anisotropia. I. Ramos  
            Torres de Mello Neto, João, orient. II. Giaccari,  
            Ugo , coorient. III. Título.

Elaborado pelo Sistema de Geração Automática da UFRJ com os  
dados fornecidos pelo(a) autor(a).

## Resumo

Raios cósmicos de ultra-alta energia ( $E > 10^{18}$  eV) são detetados tanto no Observatório Pierre Auger, situado no hemisfério sul, quanto no Experimento Telescópio Array, no hemisfério norte. As direções de chegada dos raios cósmicos e sua distribuição na esfera celeste fornecem informações relevantes para se estabelecer a origem, a composição química, os mecanismos de produção nas fontes destas partículas. O Observatório Pierre Auger não observa nenhum desvio significativo da isotropia no céu do sul acima de 40 EeV, enquanto no céu do norte o Telescópio Array observa um excesso acima de 57 EeV com uma significância estatística de 3.4 sigma. Devido às diferentes análises elaboradas nos dois experimentos os resultados obtidos não são simples de serem comparados. Nesta tese são estudadas as distribuições das direções de chegada dos raios cósmicos detetadas por cada experimento por meio dos mesmos métodos estatísticos. A amostra utilizada é composta dos dados de mais alta energia publicados pelas duas colaborações sem que nenhuma correção para as escalas de energia seja aplicada. Mostramos neste trabalho que a probabilidade de que a distribuição das direções de chegada medida pelo Telescope Array seja originada de uma distribuição isotrópica é significativamente menor do que para o céu do sul. No entanto, com os métodos estatísticos utilizados aqui, os dados não indicam um desvio estatisticamente significativo da isotropia no hemisfério norte. Como os dois experimentos observam uma região comum no céu, estudamos também a correlação entre as duas distribuições. Não observamos nenhuma correlação significativa entre elas.

**Palavras-chave:** Raios cósmicos, Observatório Pierre Auger, Experimento Telescópio Array, estudo das distribuições das direções de chegada.

# Abstract

Cosmic rays of ultra high energy ( $E > 10^{18}$  eV) are detected by the Pierre Auger Observatory in the southern hemisphere and by the Telescope Array Experiment in the northern one. The arrivals directions distribution of these particles on the celestial sphere provides relevant informations to investigate the origin, the chemical composition and the production mechanisms of these particles. The Pierre Auger Observatory does not observe any significant deviations from the isotropic expectation in the southern sky above 40 EeV ( $1 \text{ EeV} = 10^{18}$  eV), in the northern sky Telescope Array observes an excess above 57 EeV with a one-tail significance of 3.4 sigma. Due to the different analysis techniques used by each collaboration and due to the energy scale differences between Auger and TA the above results are difficult to be compared. In this thesis the arrival directions distribution observed by each experiment are studied using the same statistical methods. The sample is composed of the highest energy data published by two collaborations without any correction for the energy scales is applied. Showed here that the probability that the distribution of the arrival directions measured by Telescope Array is originated from an isotropic distribution is significantly less than for the southern sky. However, with the statistical methods used here, the data do not indicate a statistically significant deviation from isotropy in the northern hemisphere. As the two experiments observe a common region in the sky, we also studied the correlation between the two distributions. We did not observe any significant correlation between them.

**Keywords:** Cosmic rays, the Pierre Auger Observatory, Telescope Array Experiment, studies of the arrivals directions distribution.

## Agradecimentos

Primeiramente agradeço a Deus e ao Brasil pela oportunidade de estudar.

Agradeço aos meus pais, Adrian e Isabel, os meus irmãos, por me enviar o seu apoio e forças de casa.

Agradeço aos amigos que fiz em SP, Douglas, Yuri, Ana Carolina. Aos amigos que fiz aqui no Rio, Heidy, Sidcley, Luis, Maria, Ana Carolina, Alessandra, Maiara, Élisson.

Agradeço as minhas parceiras Ana Paula e Tatiana. Desfrutei cada momento com vocês. Minha nova amiga Yasmim.

Aos meus orientadores João Torres e Ugo Giaccari por me acolherem no grupo de raios cósmicos e me ensinarem tudo o que sei do anisotropia.

Agradeço aos professores que desempenharam com dedicação as aulas ministradas.

Também agradeço à agência de fomento CAPES pelo financiamento ao longo do mestrado.

Se eu esquecer nominalmente de alguém, minhas sinceras desculpas.

# Sumário

<b>Sumário</b>	<b>vi</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>x</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xvii</b>
<b>Introdução</b>	<b>xviii</b>
<b>1 Física de raios cósmicos</b>	<b>1</b>
1.1 Origem dos raios cósmicos de ultra-alta energia . . . . .	1
1.1.1 Modelos Top-Down . . . . .	1
1.1.2 Modelos bottom-up . . . . .	3
1.2 Mecanismos de aceleração . . . . .	4
1.2.1 Mecanismo de Fermi de segunda ordem . . . . .	4
1.2.2 Mecanismo de Fermi de primeira ordem . . . . .	5
1.2.3 O critério de Hillas . . . . .	6
1.3 Possíveis fontes de UHECRs . . . . .	8
1.3.1 Supernova do tipo II . . . . .	8
1.3.2 Pulsares . . . . .	9
1.3.3 Galáxias de núcleos ativos (AGN) . . . . .	10
1.4 Propagação dos raios cósmicos . . . . .	11
1.4.1 Perdas de energia ao longo da propagação . . . . .	12

1.4.2	Produção de pares elétron $e^+$ e pósitron $e^-$ . . . . .	12
1.4.3	Efeito GZK . . . . .	13
1.4.4	Deflexão angular nos campos magnéticos . . . . .	15
1.5	Interação com a atmosfera . . . . .	16
1.5.1	Componente muônica . . . . .	19
1.5.2	Componente eletromagnética . . . . .	19
1.5.3	Componente hadrônica . . . . .	19
1.5.4	Modelo de Heitler . . . . .	20
1.6	Raios cósmicos na Terra . . . . .	21
1.6.1	Espectro de energia . . . . .	22
1.6.2	Composição . . . . .	25
1.6.3	Direção de chegada . . . . .	27
<b>2</b>	<b>Observatório Pierre Auger</b> . . . . .	<b>32</b>
2.1	Detetor de superfície . . . . .	33
2.1.1	Efeito Cherenkov . . . . .	34
2.1.2	Descrição dos detetores de superfície . . . . .	35
2.1.3	Calibração dos detetores de superfície . . . . .	37
2.1.4	Cadeia de gatilho . . . . .	38
2.1.5	Reconstrução dos chuveiros verticais . . . . .	39
2.1.6	Reconstrução dos chuveiros inclinados . . . . .	41
2.2	Detetor de fluorescência . . . . .	42
2.2.1	Descrição do detetor de fluorescência . . . . .	44
2.2.2	Calibração dos detetores de fluorescência . . . . .	47
2.3	Reconstrução de modo híbrido . . . . .	49
2.3.1	Calibração da energia do SD pelo FD . . . . .	52

<b>3</b>	<b>O Experimento Telescope Array</b>	<b>55</b>
3.1	Detector de superfície . . . . .	55
3.1.1	Descrição dos detectores de superfície . . . . .	55
3.1.2	Cadeia de gatilho dos detectores de superfície . . . . .	56
3.1.3	Calibração dos detectores de superfície . . . . .	58
3.1.4	Reconstrução de chuviros . . . . .	59
3.2	Detector de fluorescência . . . . .	61
3.2.1	Descrição dos detectores de fluorescência . . . . .	62
3.2.2	Gatilho dos detectores de fluorescência . . . . .	62
3.2.3	Calibração dos detectores de fluorescência . . . . .	64
3.2.4	Ferramentas adicionais de calibração . . . . .	64
3.2.5	Reconstrução de chuviro . . . . .	65
3.3	Reconstrução de modo híbrido . . . . .	67
3.3.1	Calibração da energia do SD pelo FD . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Métodos estatísticos</b>	<b>71</b>
4.1	Função de autocorrelação de dois pontos . . . . .	71
4.2	Função de autocorrelação de três pontos . . . . .	72
4.3	Exposição . . . . .	75
4.4	Distribuição isotrópica . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Comparação dos UHECRs do céu norte e sul</b>	<b>79</b>
5.1	Análises com o método de dois pontos . . . . .	79
5.2	Análises com o método de três pontos . . . . .	82
5.3	Análises na região comum de observação no céu . . . . .	83
5.4	Análises em todo o céu observado . . . . .	86
5.4.1	Análises com o método de dois pontos . . . . .	87
5.4.2	Análises com o método de três pontos . . . . .	88



**6 Conclusões e perspectivas****91****Referências Bibliográficas****93**

# Lista de Figuras

1.1	O espectro de raios cósmicos medido por vários experimentos [10]. . . . .	2
1.2	Limites superiores no fluxo de fótons derivado usando a análise híbrida (setas vermelhas) e os dados SD (setas pretas). As regiões sombreadas correspondem a previsões GZK para fótons primários enquanto que as linhas são para modelos exóticos . . . . .	3
1.3	Esquema de colisão de partículas com nuvens magnetizadas [17]. . . . .	4
1.4	Esquema de ondas de choque em uma remanescente de supernova. Ilustração retirada de [17]. . . . .	6
1.5	Diagrama de Hillas, intensidade do campo magnético em relação ao tamanho de várias fontes de aceleração dos raios cósmicos [48]. Objetos abaixo da linha diagonal sólida não podem acelerar prótons até $10^{20}$ eV. A linha tracejada mostra as dimensões das regiões necessárias para acelerar prótons até $10^{18}$ eV. . . . .	7
1.6	Ilustração do AGNs, candidato à fontes de UHECRs. Urry & Padovani (1995). . . . .	11
1.7	Energia média de um próton como função da distância de propagação para 3 diferentes energias iniciais $E_0$ . A interação com o CMB degrada rapidamente a energia do raio cósmico com energia acima de 60 EeV [22]. . . . .	14
1.8	Probabilidade $\omega_{GZK}(E_{th}, D)$ como função da distância $D$ para um limiar de energia $E = 60$ EeV para diferentes composições de raios cósmicos [23].	15

1.9	Principais componente dos chuueiros atmosféricos extensos: Componente Muônica, Hadrônica e Eletromagnética [27]. . . . .	18
1.10	Representação da cascata eletromagnética segundo o modelo de Heitler [31].	21
1.11	Cascata de partículas a partir de um modelo de Heitler modificado, onde a cascata hadrônica e muônica são incluídas [31]. . . . .	22
1.12	Espectro de energia dos raios cósmicos medido por diversos experimentos [33]. . . . .	23
1.13	Compilação do espectro de energia dos raios cósmicos para os dados do detector de superfície (SD) do Observatório Pierre Auger, para $\theta > 60^\circ$ (círculos), $\theta < 60^\circ$ (quadrados), e do Telescope Array para $\theta < 55^\circ$ (triângulos) [6]. . . . .	24
1.14	<b>Esquerda</b> O $\langle X_{max} \rangle$ medido pelo Pierre Auger, <b>direita</b> o $\langle X_{max} \rangle$ medido pelo Telescópio de Array. As linhas coloridas indicam previsões de simulação de chuueiro ao ar [40]. . . . .	26
1.15	Anisotropia em grande escala. <b>Esquerda:</b> Anisotropia de dipolo ao limite 99% de nível de confiança no plano equatorial para as estatísticas recolhidas até final de 2014 e valores da amplitude do dipolo $d$ . <b>Direita:</b> ângulos de fase estimados. Os pontos vermelhos com dados a partir da análise da matriz de 750 m [44]. . . . .	29
1.16	As direções de chegada dos raios cósmicos com energia acima de 55 EeV detectados pelo Observatório Pierre Auger até 2009 estão representados como pontos pretos em uma projeção Aitoff-Hammer do céu em coordenadas galácticas. A linha sólida representa o campo de visão do Observatório para o zénite ( $\theta < 60^\circ$ ). Círculos azuis do raio de $3.1^\circ$ estão centradas nas posições dos 318 AGNs no catálogo VCV que se encontram dentro de 75 Mpc, neste mapa Centaurus-A está localizada na $l \simeq -50.5^\circ$ , $b \simeq 19.4^\circ$ [46].	30

1.17	Parte do mapa em coordenadas galácticas da região em torno de Cen A detetado pelo Auger, mostra-se as direções de chegada dos eventos com $E \geq 58$ eV (pontos pretos) e um círculo vermelho de $15^\circ$ de raio em torno da direção de Centaurus A indicado por uma estrela [5]. . . . .	30
1.18	Mapa em coordenadas equatoriais. Conjunto de eventos chamado <i>hotspot</i> pelo TA, encontrado comparando-se a os dados com o que se espera do background utilizando-se círculos de raio $20^\circ$ centrado em $R.A. = 146.7^\circ$ , $Dec = 43.2^\circ$ [8]. . . . .	31
2.1	O Observatório Pierre Auger no mapa. Os pontos pretos representam os detetores de superfície instalados ao longo de $3000 \text{ Km}^2$ e as linhas azuis mostram o campo de visão dos telescópios de fluorescência, HEAT é a matriz menor [49]. . . . .	33
2.2	Geometria da emissão Cherenkov. Uma partícula carregada atravessa verticalmente um meio com índice de refração $n$ com velocidade $V$ ( $V > c/n$ ), irradiando luz Cherenkov. . . . .	34
2.3	Partes de um tanque detetor. <b>Esquerda:</b> Ilustração das principais componentes do tanque e seus respectivos posicionamentos. <b>Direita:</b> Tanque real instalado no Observatório Pierre Auger. . . . .	36
2.4	Histograma de carga total depositada e amplitude do sinal nos PMTs. A linha vermelha foi obtida utilizando um telescópio de múons e a linha preta foi obtida utilizando somente o tanque de efeito Cherenkov em água [54]. . . . .	38
2.5	Curva de atenuação $CIC(\theta)$ utilizada para eliminar a dependência do estimador de energia $S(1000)$ com o ângulo zenital. . . . .	40
2.6	Representação esquemática de um local de observação de detetores de fluorescência no Observatório Pierre Auger [64]. . . . .	44
2.7	Componentes de cada detetor de fluorescência [64]. . . . .	45

2.8	Protótipo de um telescópio de fluorescência [65]. . . . .	46
2.9	Ilustração de reconstrução híbrida. O plano detetor do chuveiro (SDP) e os parâmetros geométricos relevantes para a reconstrução são mostrados em conjunto com o padrão de pixels iluminados para a câmera de fluorescência [72] . . . . .	50
2.10	Incerteza de reconstrução geométrica do chuveiro pelo FD monocular (vermelho) versus incerteza híbrida (azul) [72]. . . . .	52
2.11	<b>Direita</b> , correlação entre $lgS_{38}$ e $lgE_{FD}$ para um conjunto de eventos híbridos utilizados no ajuste. A linha representa o melhor ajuste. <b>Esquerda</b> , Diferença fracional entre a energia calorimétrica $E_{FD}$ , e a estimativa da energia do detetor de superfície E, obtido pela curva de calibração, para os 795 eventos selecionados [73]. . . . .	53
2.12	Correlação entre o parâmetro de tamanho chuveiro N19, e energia híbrida reconstruída $E_{FD}$ com FD, para os dados híbridos selecionados com $\theta > 60^\circ$ utilizadas no ajuste. As incertezas indicadas pelas barras de erro. A linha sólida representa o melhor ajuste da lei de potência $E_{SD} = A(N_{19})^B$ para aos dados. A distribuição da taxa correspondente da energia do SD $E_{SD}$ para a energia FD $E_{FD}$ está representada na parte inferior [6]. . . . .	54
3.1	Mapa do Experimento Telescope Array. Os quadrados verdes são as três estações FDs; os quadrados pretos representam a matriz de 507 estações; a cruz azul no centro é a CLF (Central Laser Facility), os círculos são as torres de comunicação. [10]. . . . .	56
3.2	O SD no campo. A caixa eletrônica e caixa de cintilador estão na armação de ferro. Uma unidade eletrônica, o painel solar, e a caixa de cintilador estão montados na plataforma sob o telhado [75]. . . . .	57

3.3	Dentro de uma caixa as placas de cintilador, fibras óticas WLS e PMTs. Um total de 104 fibras WLS são colocados em cada camada para coletar e transmitir luz de cintilação a um PMT [75]. . . . .	58
3.4	Mostra a forma de onda digitalizada para um evento SD, mostrando como referência o número de contagens FADC necessários para um gatilho de nível 0 (azul) e nível 1 (vermelho) [10]. . . . .	59
3.5	Parâmetros para reconstruir o chuveiro a partir das estações de SD [76]. . .	60
3.6	Na foto um par de espelho de MD, o telescópio da direita aponta de $3^\circ - 17^\circ$ acima do horizonte, enquanto da esquerda de $17^\circ - 31^\circ$ acima do horizonte [76]. . . . .	63
3.7	Reconstrução geométrica modo estéreo. O eixo chuveiro é determinado pela interseção de duas SDPs [79]. . . . .	66
3.8	Reconstrução geométrica no modo monocular [10]. . . . .	67
3.9	Comparação de energia entre o SD e FD para TA depois da normalização de 27% aplicada à SD [7]. . . . .	70
4.1	<b>Esquerda:</b> Autovetores de um tripleto de eventos na esfera ( $S^2$ ) com o eixo principal $\vec{u}_1$ , o eixo maior $\vec{u}_2$ , e eixo menor $\vec{u}_3$ . Os autovalores desses vetores são utilizados no cálculo dos parâmetros <i>shape</i> e <i>strength</i> . <b>Direita:</b> Interpretação intuitiva dos parâmetros $\gamma$ e $\zeta$ . Conforme $\gamma$ cresce de $-\infty$ à $\infty$ , o tripleto se torna menos alongado. Por outro lado quando $\zeta$ cresce de 0 à $\infty$ , os eventos se tornam mais concentrados [82]. . . . .	73
4.2	Resultado do um análise com o método de três pontos a 27 eventos. Cinza: distribuição de $\Sigma_P^{iso}$ para 10000 céus cada um contendo 27 eventos aleatoriamente gerados. Azul: $\Sigma_P^{dados}$ para 27 eventos de raios cósmicos [83]. A significância é calculada através da contagem da fração $\Sigma_P^{isso}$ que está esquerda do $\Sigma_P^{dados}$ . . . . .	75

4.3	A potencia dos métodos 2pt, 2pt+ (que não é utilizado nesta tese) e 3pt para um valor limiar $\alpha = 1\%$ . Os conjuntos de simulações Monte-Carlo apresentados são para 60 eventos. Os resultados são apresentados para valores de randomização das direções numa gaussiana cuja largura vai de 1 a $8^\circ$ . O método 3pt têm melhor desempenho do que o método 2pt e todos os três métodos diminuíram os desempenhos para escalas angulares maiores de randomização [42]. . . . .	76
4.4	Exposição como função da declinação para um observatório situado na latitude $a_0 = -35$ para chuveiros com $\theta_m = 60^\circ$ [84]. . . . .	77
4.5	Exposição como função da declinação para o observatório Pierre Auger situado na latitude $a_0 = -35$ para chuveiros com $\theta_m = 80^\circ$ (linha tracejada azul) e para o Telescope Array, situado na latitude $a_0 = 39.3$ para chuveiros com $\theta_m = 55^\circ$ (linha tracejada vermelha). . . . .	78
5.1	Mapa do céu em coordenadas equatoriais, os dados são representados por triângulos azuis para TA e por triângulos vermelhos do Auger. Os dados que caem dentro da região comum de declinação são marcadas com triângulos cheios, enquanto aqueles que caem fora são marcadas com triângulos vazios. . . . .	80
5.2	Análises com o método de dois pontos. Número acumulado de pares dos dados do TA (pontos pretos) em função da distância angular. A faixa indica a isotropia simulada ao de nível de confiança 99%. . . . .	81
5.3	Análises com o método de dois pontos. Número acumulado de pares dos dados de Auger (pontos pretos) em função da distância angular, a faixa indica a expectativa de isotropia ao 99% de nível de confiança. . . . .	82
5.4	Fração de simulações isotrópicos com maior número acumulado de pares do que os dados de Auger (linha vermelha) e TA (linha azul). . . . .	83

5.5	Distribuição de $\Sigma_P^{iso}$ (zona azul) para $10^3$ céus isotrópicos de Auger cada um contendo 231 eventos aleatoriamente gerados. $\Sigma_P^{dados}$ para os 231 eventos do Auger (linha vermelha). . . . .	84
5.6	Distribuição de $\Sigma_P^{iso}$ (zona azul) para $10^3$ céus isotrópicos de TA contendo 72 eventos. $\Sigma_P^{dados}$ para os 72 eventos do TA (linha vermelha). . . . .	85
5.7	Análises com o método de dois pontos na região comum do céu. Número acumulado de pares dos eventos do Auger em função da distância angular a partir das direções dos eventos TA. Os pontos pretos indicam o número acumulado de pares obtidos a partir dos dados, a faixa mostra o número de pares acumulados da isotropia simulada com 99% de nível de confiança.	86
5.8	Fração do número acumulado de pares das simulações isotrópicas com maior ou igual número acumulado de pares que os dados em função da distância angular, para a região comum do céu. . . . .	87
5.9	Análises com o método de dois pontos para tudo o céu. Número acumulado de pares dos dados do Auger + TA (pontos pretos) e número acumulado de pares da isotropia simulada (faixa colorida) ao 99% de nível de confiança em função da distância angular. . . . .	88
5.10	Fração de simulações isotrópicas com maior número acumulado de pares do que o número acumulado de pares dos dados em função da distância angular, para todo o céu. . . . .	89
5.11	Análises com o método de três pontos para tudo o céu. Distribuição de $\Sigma_P^{iso}$ (zona azul) para $10^3$ simulações isotrópicas de todo o céu cada um contendo 303 eventos, $\Sigma_P^{dados}$ dos 303 eventos do Auger+TA(linha vermelha). . . . .	90



# Lista de Tabelas

- 5.1 Estas tabelas mostram a (valor-p) do método de três pontos. Esquerda eventos no interior e na direita para eventos fora do região comum. . . . . 85

# Introdução

As fontes dos raios cósmicos de ultra alta energia (UHECR) ainda não são identificadas apesar da intensa atividade experimental nesta área. Os UHECRs com energias acima de alguns EeV tem provavelmente origem em fontes extra-galácticas, provavelmente acelerados pelos núcleos de galaxias ativas [1]. Acima de  $\sim 40$  EeV prediz-se que o fluxo dos raios cósmicos seja fortemente suprimido pelo chamado efeito GZK devido às perdas de energia em sua interação com os fótons da radiação cósmica de fundo (CMB)[2][3]. A perda de energia limita as possíveis fontes de UHECRs dentro do universo local a distâncias menores do que  $\sim 100$  Mpc para prótons e núcleos de ferro e a  $\sim 20$  Mpc para núcleos intermediários [4]. Até  $\sim 200$  Mpc a distribuição de matéria apresenta estruturas que podem ser fontes locais dos raios cósmicos. Acima da energia de supressão de GZK espera-se que os raios cósmicos - mesmo desviados pelos campos magnéticos extragalácticos e galáctico - tenham rigidez suficiente para preservar em algum nível a inomogeneidade das fontes [5]. Portanto espera-se encontrar distribuições anisotrópicas na direção de chegada dos raios cósmicos.

Durante meu mestrado fiz pesquisa nas distribuições de chegada dos UHECRs detectados por dois observatórios, o Observatório Pierre Auger (referido de forma abreviada como Auger) na Argentina e o Telescope Array Experiment (TA) nos EUA, que são os dois maiores observatórios de UHECRs que operam atualmente. Cada um desses experimentos observa partes diferentes da esfera celeste, sendo que o Auger observa uma porção maior do hemisfério sul e o TA uma porção maior do hemisfério norte. Medições precisas do espectro de energia foram realizadas pelo Auger [6] e pelo TA [7]. Por meio destas

medições observou-se a supressão no espectro de energia em torno de  $E = 5 \times 10^{19}$  eV é compatível com o efeito GZK [2][3]. No entanto, esta observação não é suficiente para concluir que a supressão no fluxo do UHECRs seja devida aos efeitos de propagação, pois um efeito semelhante pode ser atribuído à energia máxima alcançável pelas fontes astrofísicas. Informações adicionais podem ser obtidas a partir dos estudos da distribuição das direções de chegada no céu. No hemisfério sul, o Auger não observou nenhum desvio significativo em relação ao que se espera de uma distribuição isotrópica acima de 40 EeV, apesar do grande conjunto de dados coletados até agora [5]. O principal resultado é a ausência de uma anisotropia significativa em escalas angulares pequenas e intermediárias. O TA observou a presença de um aglomerado de eventos localizados em torno de  $(\alpha, \delta) = (146.7^\circ, 43.2^\circ)$ <sup>1</sup> num raio angular de  $20^\circ$  perto do super plano galáctico. A significância estatística do excesso após o procedimento de penalização é  $3.7 \times 10^{-4}$  [8]. Em uma atualização recente nesta análise, a significância estatística do sinal não aumentou [9]. Devido às diferentes análises elaboradas por cada colaboração, os resultados acima são difíceis de serem comparados. Na análise do TA o limiar de energia é fixado a priori para remover um parâmetro na varredura do espaço de fase. Além disso, o raio angular de  $20^\circ$  é fixado na análise e apenas cinco janelas circulares têm sido usados na penalização. Ou seja, a significância estatística atribuída a este aglomerado é controvertida. Nesta tese, se estuda a distribuição das direções de chegada no céu do norte e do sul por meio dos mesmos métodos estatísticos e utilizando-se as mesmas hipóteses para os dois conjuntos de dados. Foram utilizados apenas os dados publicados nas mais altas energias por cada colaboração. Estudamos também a correlação entre as duas distribuições de chegada aproveitando o céu comum coberto por ambos os observatórios, Auger e TA observam dois hemisférios celestes diferentes, no entanto, o céu na região de declinação  $-15^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$  é coberto por ambos os experimentos. Os raios cósmicos observados nesta região do céu devem sofrer os mesmos desvios pelos campos magnéticos galácticos e extragalácticos. Portanto,

---

<sup>1</sup> $\alpha$ : ascensão recta,  $\delta$ : declinação

é razoável esperar que nesta região do céu as duas distribuições de chegada tenham algum nível de correlação.

Os resultados apresentados nesta tese foram publicados como uma nota interna do Observatório Pierre Auger <sup>2</sup>.

No Capítulo 1 apresentamos um resumo da física dos raios cósmicos, possíveis fontes, mecanismos de aceleração, propagação e detecção dos UHECRs. No capítulo 2 são descritos os detetores do Observatório Auger, o modo de registrar e reconstruir as características do raio cósmico primário. No Capítulo 3, de forma similar são descritas as características do TA. No Capítulo 4 os métodos estatísticos usados no estudo das direções de chegada dos UHECRs são explicitados. No capítulo 5 são apresentados as análises e os resultados. E, finalmente, no capítulo 6 oferecemos nossas conclusões e perspectivas.

---

<sup>2</sup>*A comparison of the ultra high energy cosmic ray arrival directions distributions between the southern and northern hemisphere*, R.M. de Almeida, J.R.T. de Mello Neto, U. Giaccari and C. Soncco, GAP2016\_026, Nota interna do Observatório Pierre Auger, 2016.

# Capítulo 1

## Física de raios cósmicos

Os raios cósmicos são partículas carregadas e núcleos atômicos, que chegam na parte superior da atmosfera da Terra (raios cósmicos primários) vindo de todas as direções e com energias de  $10^9$  eV até  $10^{20}$  eV. Na figura 1.1 mostra-se o espectro dos raios cósmicos primários (fluxo em função da energia). O fluxo de raios cósmicos é descrito por uma lei de potência, diminui quando a energia aumenta, e tem três mudanças muito visíveis: o joelho (*Knee*) a  $\sim 3 \times 10^{15}$  eV, o tornozelo (*Ankle*) em torno de  $\sim 3 \times 10^{18}$  eV e a região do corte acima de  $\sim 3 \times 10^{19}$  eV. Os raios cósmicos com energia acima de  $\sim 10^{18}$  eV são chamados de raios cósmicos ultra-alta energéticos (UHECR, da sigla em inglês).

Neste capítulo serão descritas as possíveis fontes dos raios cósmicos, propagação e perda de energia, distribuição da direção de chegada dos raios cósmicos.

### 1.1 Origem dos raios cósmicos de ultra-alta energia

Este, naturalmente, é um dos mistérios dos raios cósmicos de ultra-alta energia: de onde é que eles vêm? Existem duas categorias de possíveis explicações sobre a sua origem, que são os modelos Bottom-Up e Top-Down.

#### 1.1.1 Modelos Top-Down

Várias teorias não tradicionais foram propostas para tentar explicar a origem das partículas ultra-energéticas, nestes modelos os UHECRs não são acelerados por fontes astrofísicas.

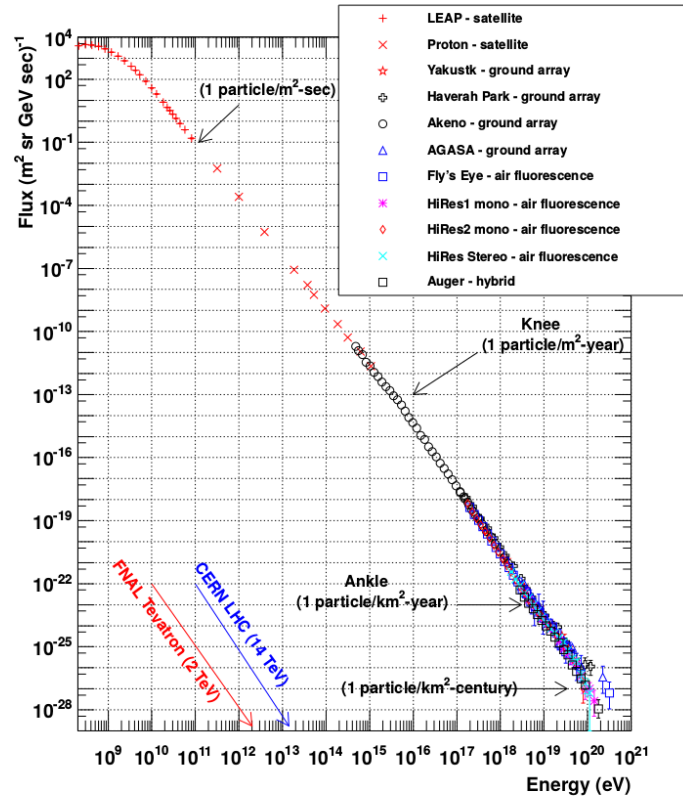


Figura 1.1: O espectro de raios cósmicos medido por vários experimentos [10].

cas, mas sim gerados diretamente pelo decaimento ou aniquilação de partículas exóticas. A partir desses processos uma partícula de ultra-alta energia é gerada. Possíveis candidatos seriam as partículas exóticas como por exemplo defeitos topológicos, partículas não-térmicas relíquias do Big Bang como o wimpzillas [11]. Essas partículas poderiam ser super-massivas ( $10^{18} - 10^{24}$  eV). Se o modelo Top-down for o adequado, então não é necessário que os raios cósmicos venham de fontes fixas; deve-se olhar para uma isotropia de fontes ou uma concentração de eventos de regiões consideradas como tendo um excesso destas partículas, tais como o centro da Galáxia. Os Modelos Top-Down preveem uma fração alta de fótons no fluxo de UHECRs após o decaimento dessas partículas exóticas, assim, os parâmetros destas teorias podem ser vinculados medindo o limite no fluxo de fótons e neutrinos. A figura 1.2 apresenta o limite superior no fluxo de fótons obtido no

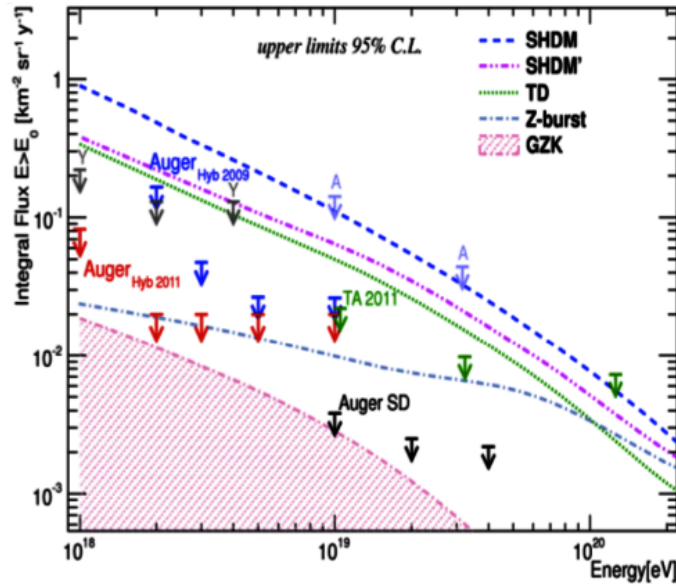


Figura 1.2: Limites superiores no fluxo de fótons derivado usando a análise híbrida (setas vermelhas) e os dados SD (setas pretas). As regiões sombreadas correspondem a previsões GZK para fótons primários enquanto que as linhas são para modelos exóticos

fluxo integrado de raios cósmicos obtido do vários experimentos. Esses resultados mostram que alguns modelos Top-Down não podem mais ser considerados como possíveis cenários para produção de UHECRs [12].

### 1.1.2 Modelos bottom-up

Estes modelos exigem que a partícula carregada seja acelerada por um objeto astronômico. A partícula pode ser acelerada por um campo elétrico criado por rotação de um campo magnético ou frentes de choque [13]. Esse campo magnético pode ter origem em uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. Para acelerar um próton a uma energia  $E = 10^{20}$  eV pelo campos electromagnéticos regulares requer a diferença de potencial  $U = 10^{20}$  V [13]. Outro modelo é obtido a partir da fórmula de Larmor [14], onde a energia máxima obtida pelo raios cósmico vai depender da extensão do raio do objeto astrofísico e a intensidade de seu campo magnético. A. Hillas [15] a partir dele propôs o famoso gráfico das fontes de aceleração. A frente de choque é associada aos mecanismos de aceleração

de E. Fermi. No entanto, é difícil até mesmo com modelos otimistas criar acelerações dos raios cósmicos que possam chegar à energia de 100 EeV ( $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$ ). Um objeto que tem recebido alguma atenção como uma possível fonte de UHECR é o BL Lacertae. Ele é um tipo de blazar ou núcleo galáctico ativo com o *jato* apontado para nós, sem linhas de emissão fortes, sugerindo uma região de baixa densidade de matéria tornando-se assim favorável para ultra-alta aceleração. Assumindo que o esquema de aceleração bottom-up é válido, isto implicaria que as fontes devem ser fontes pontuais no céu.

Nesse sentido, abordaremos apenas os modelos Bottom-Up.

## 1.2 Mecanismos de aceleração

E. Fermi 1950 [16] propôs que prótons são acelerados ao se deslocar em campos magnéticos em movimento, e mostrou que os mecanismos de injeção de energia reproduzem o espectro do tipo lei de potência. Eles são chamados mecanismos de Fermi de primeira e segunda ordem.

### 1.2.1 Mecanismo de Fermi de segunda ordem

O mecanismo de Fermi de segunda ordem considera a interação entre uma partícula carregada com velocidade  $\vec{V}$  e uma nuvem magnetizada com velocidade  $\vec{u}$ , como é mostrado na figura 1.3. Ao interagir antiparalelamente (caso 1), a partícula ganha a energia

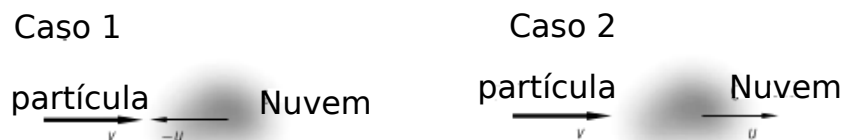


Figura 1.3: Esquema de colisão de partículas com nuvens magnetizadas [17].

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}m(v+u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(2uv+u^2).$$



Ao interagir paralelamente (caso 2), a partícula perde energia

$$\Delta E_2 = \frac{1}{2}m(v - u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(-2uv + u^2).$$

Na média temos que o ganho de energia será:

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = mu^2, \quad (1.1)$$

o que pode ser escrito como [17]

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{u^2}{v^2}, \quad (1.2)$$

onde o ganho de energia também é proporcional à energia da partícula, o que leva à lei de potência (não deriva de um processo térmico). Como o ganho é quadrático nas velocidades, esse processo é chamado mecanismos de Fermi de segunda ordem. Nesse mecanismo pode ser visto que o ganho de energia está relacionado com as condições na nuvem. Apesar de não aparecer explicitamente, os campos magnéticos tem papel importante nos mecanismos de aceleração, mantendo as partículas nas regiões de aceleração.

### 1.2.2 Mecanismo de Fermi de primeira ordem

Considerando uma partícula com velocidade  $\vec{v}$  presa entre as ondas de choque em uma remanescente de supernova, como mostra-se na figura 1.4, o mecanismo de ganho de energia será basicamente a reflexão das partículas nessas frentes.

Ao interagir com a frente de onda interna temos o ganho de energia:

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}m(v + v_2)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_2^2 + 2vv_2)$$

Na interação com a frente de onda externa a partícula perde a energia:

$$\Delta E_2 = \frac{1}{2}m(v - v_1)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_1^2 - 2vv_1)$$

Na média temos que o ganho de energia será:

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = \frac{1}{2}m[v_1^2 + v_2^2 + 2v(v_2 - v_1)] \quad (1.3)$$

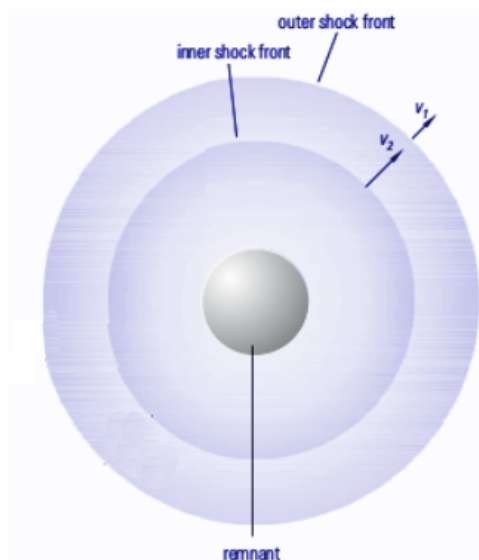


Figura 1.4: Esquema de ondas de choque em uma remanescente de supernova. Ilustração retirada de [17].

Como em geral o termo que carrega  $v \approx c$  domina pois a partícula deve ter velocidades relativísticas, podemos aproximar a equação por [17]:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{\Delta v}{v} \quad (1.4)$$

onde o ganho de energia é proporcional a energia da partícula e de fato o espectro será lei de potência. Como o ganho é linear nas velocidades, esse processo é chamado mecanismo de Fermi de primeira ordem. Ao considerarmos esse mecanismo, a energia do raio cósmico gerado será limitada pelos parâmetros da supernova, como a velocidade das ondas de choque.

### 1.2.3 O critério de Hillas

Considerando uma escala de energia superior a 100 TeV, os mecanismos de Fermi não são suficientes para que raios cósmicos atinjam alta energia. Processos astrofísicos com maior liberação de energia são necessários para gerar os UHECR. M. Hillas [15] propôs em 1984 que a energia máxima que um raio cósmico poderia obter de uma fonte astrofísica está

limitada à combinação do tamanho e a intensidade do campo magnético da região de aceleração, que pode ser expresso como se segue:

$$E_{max} = \beta ZeBL, \quad (1.5)$$

onde  $Ze$  é a carga elétrica das partículas aceleradas,  $B$  é a intensidade do campo magnético,  $V = \beta c$  é a velocidade de transporte do campo magnético e  $L$  é o tamanho da região de aceleração. A figura 1.5, conhecida como gráfico de Hillas, mostra as características do critério de Hillas, para uma dada energia máxima  $E_{max}$ . Porém, com o aumento da energia, o número de fontes capazes de acelerar partículas é limitado. Assim, para atingir as energias acima de  $10^{19}$  eV, levando-se em conta o critério de Hillas, podemos considerar como potenciais fontes: as radio galáxias, aglomerados de galáxias, erupção de raios gama, e núcleos ativos de galáxias.

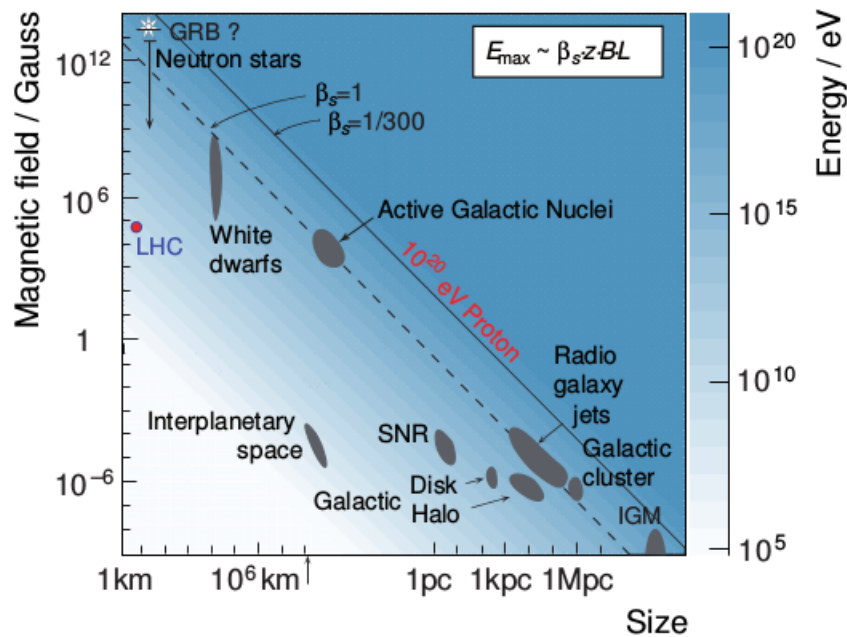


Figura 1.5: Diagrama de Hillas, intensidade do campo magnético em relação ao tamanho de várias fontes de aceleração dos raios cósmicos [48]. Objetos abaixo da linha diagonal sólida não podem acelerar prótons até  $10^{20}$  eV. A linha tracejada mostra as dimensões das regiões necessárias para acelerar prótons até  $10^{18}$  eV.

### 1.3 Possíveis fontes de UHECRs

Assumindo-se os modelos Bottom-Up, para que prótons possam alcançar a energia  $E \simeq 10^{20}$  eV em campos eletromagnéticos regulares, é necessária uma diferença de potencial  $U \approx 10^{20}$  V. A potência mínima dissipada ( $P$ ) por um acelerador pode ser expressada pela equação  $P = UI = U^2/R$ , onde  $R$  é a resistência. Nessa equação precisamos conhecer o valor apropriado de  $R$ . Dado que a região de aceleração na maioria dos casos é quase vazia, usamos  $R \sim 1000 \Omega$  (considerando-se que a impedância do vácuo é  $R = \frac{4\pi K}{c} = \frac{1}{\epsilon_0 c} \approx 377 \Omega$ ). Assim, uma fonte capaz de produzir prótons com energia  $E \simeq 10^{20}$  eV pela aceleração regular em campos eletromagnéticos, deve ter a luminosidade mínima de [14]:

$$L = U^2/R \geq 10^{37} J/s, \quad (1.6)$$

isso pode ser transformado em um limite máximo para a densidade  $n_s$  das fontes dos UHECRs. Uma vez que a intensidade dos UHECRs observado fixa a emissividade requerida  $\zeta$  ( energia absorvida por volume e do tempo  $\zeta \sim 3 \times 10^{46}$  erg/Mpc<sup>3</sup> ano) as fontes de UHECR capazes de acelerar prótons com energia  $E \approx 10^{20}$  eV por campos eletromagnéticos regulares, devem ter uma densidade menor do que  $n_s = \zeta/L \sim 10^{-5}/Mpc^3$ . O tipo mais comum de núcleos ativos de galaxias (AGNs) no universo próximo, são as galáxias Seyfert, cuja densidade é  $n_s \sim (1 - 5) \times 10^{-5}/Mpc^3$ .

A maioria das fontes astrofísicas de UHECRs na Galáxia estão ligadas com supernovas de tipo II (SN) e seus remanescentes (SNR) [18].

#### 1.3.1 Supernova do tipo II

Supernovas e remanescentes de supernovas são candidatos atraentes para aceleração de raios cósmicos, porque eles têm campos magnéticos mais elevados em média do que o meio interestelar. A supernovas do tipo II ou supernovas de colapso do núcleo ocorrem no fim do processo de fusão de Fe em estrelas de alta massa ( $M$ ) de várias massas solares

( $M \geq 8M_{\odot}$ ). Em seguida, o núcleo é completamente fundido ao ferro e os processos de liberação de energia são esgotados. Além disso, foto-desintegração destrói os núcleos pesados ( $\gamma + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow 13{}^4\text{He} + 4n$ ), e remove a energia térmica necessária para fornecer suporte de pressão. O passo seguinte é o colapso da estrela e o aumento da densidade. Quando a massa do núcleo de ferro excede o valor de  $1.4 M_{\odot}$  (limite de Chandrasekhar), segue-se uma implosão, o núcleo em processo de encolhimento rapidamente se aquece, causando uma rápida reação nuclear que resulta na formação de nêutrons (NS, do inglês "neutron star") e neutrinos através do processo de decaimento beta inverso ( $e^{-} + p \rightarrow n + \nu_e$ ). Depois se torna em uma estrela de nêutrons, causando uma transformação: da implosão para uma explosão. A energia da onda de choque em expansão é suficiente para retirar o material em torno do núcleo da estrela, formando uma explosão de supernova. A energia liberada da ligação gravitacional pode se expressar como:

$$\Delta E = \left[ -\frac{GM^2}{R} \right]_{estrela} - \left[ -\frac{GM^2}{R} \right]_{NS} \sim 5 \times 10^{53} \text{erg} \left( \frac{10 \text{km}}{R} \right) \left( \frac{M_{NS}}{1.4M_{\odot}} \right), \quad (1.7)$$

a energia é emitida principalmente através de neutrinos (99%). Apenas 1% é transferido para energia cinética de explosão da estrela e só 0,01% vai para fótons [14].

### 1.3.2 Pulsares

São remanescentes de explosões de supernovas, transformadas em estrela de nêutrons (NS) com raio muito pequeno  $R_{NS}/R_{\odot} \sim 10^{-5}$ . Elas podem nascer em rotação rápida, com um forte campo magnético, por causa da conservação de momento angular ( $L = I\omega = \text{constante}$ ) e o momento de inércia ( $I = MR^2$ ). Uma estrela como o Sol gira uma vez por mês e tem um período de  $P \sim 10^6$  s. Se o Sol encolhesse de modo a ficar com um raio de 10 km teria um período de rotação de  $\sim 1$  ms. E por conservação do fluxo magnético ( $\varphi_B = BA = \text{constante}$ ), à medida que o núcleo entra em colapso, as linhas do campo magnético são alinhadas de forma mais estreita, intensificando o campo magnético por um

fator de  $(R_{\odot}/R_{NS})^2 \sim 10^{10}$ . Por exemplo, estrelas tipo A têm campos de superfície até  $10^4$  G, enquanto os campos máximos observados nas estrelas de nêutrons são da ordem de  $B \approx 10^{12}$  G de acordo com o critério de Hillas é um candidato de fonte de UHECRs.

### 1.3.3 Galáxias de núcleos ativos (AGN)

As AGNs são galáxias cujos núcleos emitem uma enorme quantidade de energia. Uma grande fração da luminosidade total de uma galáxia ativa é não-térmica e é emitida pelo núcleo da galáxia. Uma visão moderna é que o mecanismo comum por trás da geração de energia em AGNs é a acreção de matéria pelo buraco negro super massivo no centro da galáxia [19]. Essa energia é transformada em calor e radiação eletromagnética no interior do disco de acreção. Parte do material processado através do disco de acreção escapa de forma colimada (jato) e não colimada (ventos). O ganho de energia máxima ( $E_{max}$ ) de acreção do buraco negro depende do ganho de massa ( $m_{gan}$ ) e pode ser expresso como:  $E_{max} = Gm_{gan}M_B N/R_s$ , onde  $R_s$  é o raio de Schwarzschild ( $R_s = 2GM/c^2$ ),  $G$  é a constante gravitacional. E assim, também pode ser expresso:  $E_{max} = m_{gan}c^2/2$ . A luminosidade produzida por acreção depende da quantidade de energia cedida pelo buraco negro. Todos os modelos de acreção fornecem uma eficiência do ganho de energia em cerca de  $\eta = 10\% - 20\%$ . Assim, a luminosidade de acreção é:

$$L = \eta c^2 \frac{dm}{dt}, \quad (1.8)$$

para o consumo de massa ( $dm/dt = 1M_{\odot}/\text{ano}$ ), e para  $\eta = 10\%$  obtemos uma luminosidade de  $L \sim 3 \times 10^{38} J/s$  [14] como descreve a equação 1.6. Os diferentes tipos de AGN são apenas facetas do mesmo fenômeno de acreção visto de ângulos e fases de atividade diferentes. Blazars são AGNs onde um desses jatos apontam diretamente em direção à Terra, portanto aparecem como objetos muito luminosos no céu, tornando-se candidatos muito interessantes como fontes de UHECR. Uma ilustração dos AGNs mostra-se na figura 1.6, onde podem ser vistos os principais componentes desses objetos: o centro do

AGN que abriga um buraco negro supermassivo, a acreção de matéria localizada em volta do buraco negro devido ao intenso campo gravitacional (dando origem a um disco de acreção) e os jatos de partículas relativísticas, onde supostamente são acelerados os raios cósmicos ultra-alta energéticos.

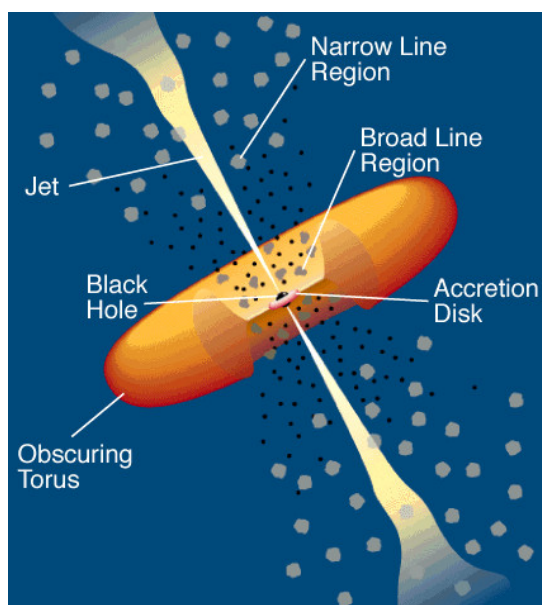


Figura 1.6: Ilustração do AGNs, candidato à fontes de UHECRs. Urry & Padovani (1995).

## 1.4 Propagação dos raios cósmicos

Os raios cósmicos após saírem das fontes, atravessam o meio extragaláctico e/ou galáctico até chegar na atmosfera da Terra. Na propagação interagem com o meio de duas formas. Por processos de perda de energia com a radiação presente no meio, e pela deflexão angular sofrida pelos campos magnéticos. Raios cósmicos de baixa energia ( $E < 10^{15}$ ) são altamente desviados da sua direção de emissão pelo campos magnéticos e sua distribuição é isotrópica, sendo difícil inferir as fontes de onde foram produzidos. No entanto os UHECRs sofrem deslocamentos em poucos graus da sua trajetória como consequência da interação com os campos magnéticos galácticos ( $\sim \mu\text{G}$ ) e extragalácticos ( $\leq \text{nG}$ ). Em

princípio é possível achar as fontes de onde foram produzidos. Dessa maneira, a física de propagação é importante no entendimento dos raios cósmicos.

### 1.4.1 Perdas de energia ao longo da propagação

O meio galáctico e extragaláctico é permeado por radiação em diversas faixas de frequência. Do ponto de vista da propagação dos raios cósmicos, isso significa a possibilidade de haver espalhamento entre a partícula cósmica e os fótons dessa radiação. A radiação com maior influência na propagação dos raios cósmicos é a Radiação Cósmica de Fundo (*CMB - Cosmic Microwave Background*). A CMB é descrita por um espectro de corpo negro à temperatura de 2.7 K. Há também o fundo na faixa do infravermelho (*CIB - Cosmic Infrared Background*) e do óptico (*COB - Cosmic Optical Background*). Vamos nos concentrar somente na interação dos raios cósmicos com o CMB, pois esse processo é o responsável pela maior parte da degradação da energia dos raios cósmicos.

### 1.4.2 Produção de pares elétron $e^+$ e pósitron $e^-$

Considerando o referencial do raio cósmico, a produção de pares  $e^+$  e  $e^-$  começa quando a energia do sistema no centro de massa for maior que a necessária para criar as duas partículas  $E > 2m_e \approx 1.22 \text{ MeV}/c^2$  [20]. Considerando que um próton (massa em repouso de  $\approx 1 \text{ GeV}/c^2$ ) interage com os fótons do CMB de acordo com a reação:



temos que por conservação do quadri-momento,  $(q_\gamma + q_p)^2 = (m_p + 2m_e)^2$  e o limiar de energia é  $E_p \geq (m_e^2 + m_p m_e)/E_\gamma$ . Como os fótons tem energia  $kT \approx 2.5 \times 10^{-4} \text{ eV}$ , é necessário um próton com energia acima de  $\sim 2 \times 10^{18} \text{ eV}$  para ocorrer a reação. No caso em que os raios cósmicos são núcleos atômicos pesados, o mesmo raciocínio pode ser aplicado utilizando a massa do núcleo. Isso significa que acima de um limiar de energia  $E_{e^+e^-}^{th}$ , a energia inicial dos raios cósmico será degradada pelo processo de criação de pares.



### 1.4.3 Efeito GZK

A foto-produção de píons acontece na interação dos raios cósmicos com CMB, no referencial do centro de massa com energia suficiente para a criação de píons  $E > m_\pi \approx 139,57 \text{ MeV}/c^2$ . A produção ocorre em 2 canais por meio da ressonância  $\Delta(1232 \text{ MeV})$ :  $p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta(1232 \text{ MeV}) \rightarrow p + \pi_0$  e por  $p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta(1232 \text{ MeV}) \rightarrow n + \pi_+$ , utilizando a conservação do quadri-momento:

$$(q_\gamma + q_p)^2 = (m_p + m_\pi)^2$$

$$E_p \geq \frac{[(M_n + M_\pi)^2 c^2 + (M_p^2 c^2)] c^2}{4E_\gamma}, \quad (1.10)$$

isso implica que para ocorrer a produção de píons um próton deve ter energia mínima de 60 EeV. A degradação da energia é controlada pela seção de choque  $\sigma_\pi$  de produção de píons, onde o distancia livre de interação  $l_{GZK} \sim 20 \text{ Mpc}$  [14]. Este processo e seu impacto na física de raios cósmicos já havia sido previsto em 1966 por Greisen [2], Zatsepin e Kuzmin [3] (GZK). Diferente do caso da produção de pares, no qual as partículas produzidas são de pequena massa (3 ordens de grandeza menor), nessa interação os raios cósmicos perdem muita energia para produzir o píon. Em média cerca de 17% da energia do raio cósmico é perdida a cada interação. Dessa forma, acima da energia mínima da foto-produção de píons, o fluxo de prótons vindos de uma distância maior que o  $l_{GZK}$  deve ser muito suprimido [21]. Essa supressão é o chamado corte ou efeito GZK. O efeito GZK também acontece para núcleos pesados. Quando consideramos os raios cósmicos como um núcleo pesado tipo  $A$ , a interação com CMB pode ser dada através de:  $A + \gamma_{CMB} \rightarrow (A - 1) + N$ . Nessa reação, o fóton  $\gamma_{CMB}$  excita os estados do núcleo pesado  $A$  dando início ao fenômeno de Ressonância Nuclear Gigante. O núcleo entra em um estado de ressonância e se quebra liberando núcleons  $N$ . O limiar para esta reação resulta da energia de ligação por núcleon,  $\sim 10 \text{ MeV}$ . A Fotodesintegração leva a uma supressão do fluxo de núcleos acima de uma

energia de  $\sim 3 \times 10^{19}$  eV para He e  $8 \times 10^{19}$  eV para Fe [14]. Esse processo acontece para energias comparáveis ao limiar 60 EeV da foto-produção de píons. Como a perda de energia é muito grande, essa reação também vai dar origem a uma supressão no fluxo de partículas. Esses processos de perda de energia têm consequências importantes na física de raios cósmicos. A primeira a ser notada é que as reações só acontecem a partir de um limiar de energia. Esse fato tem um impacto no espectro pois o mesmo passará a apresentar uma supressão no fluxo de chegada das partículas acima dessa energia (partículas que deveriam chegar a Terra com uma certa energia  $E$ , não chegam pelos processos de perda de energia). Por isso teremos mudanças no índice espectral. O segundo ponto a ser observado é que o efeito GZK limita o universo possível para a origem dos raios cósmicos que chegam à Terra com  $E > 60$  EeV. Por tanto esses raios cósmicos não podem ter origem acima de 100 Mpc de nós. Caso contrário, eles perderiam muita energia na propagação e não chegariam até a Terra com energia acima de  $E$ . A ação do efeito GZK na propagação dos raios cósmicos pode ser ilustrada através da figura 1.7, onde mostra-se uma simulação da propagação de um próton com energia inicial  $E_0$ . Como pode ser visto na figura 1.7, quanto maior a

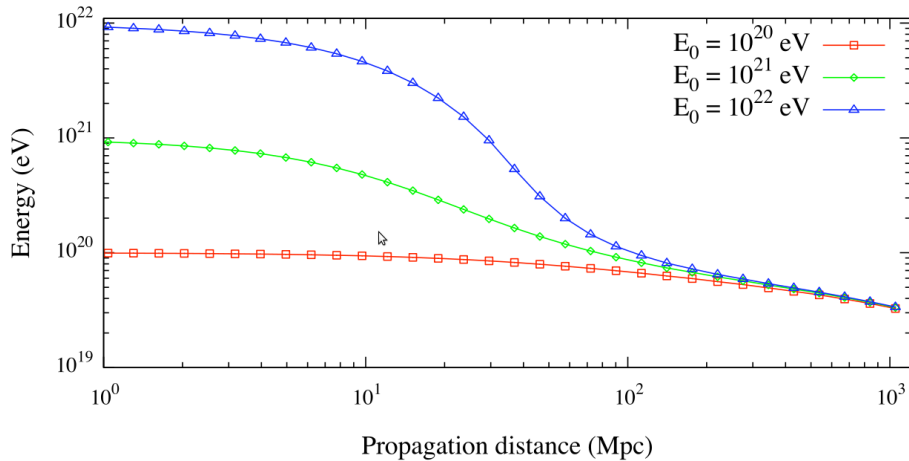


Figura 1.7: Energia média de um próton como função da distância de propagação para 3 diferentes energias iniciais  $E_0$ . A interação com o CMB degrada rapidamente a energia do raio cósmico com energia acima de 60 EeV [22].

energia do raio cósmico mais intenso é o mecanismo de perda de energia na foto-produção

de pión. A curva azul, representa a energia do próton, com energia inicial  $E_0 = 10^{22}$  eV, ele mudou em duas ordens de grandeza em energia, enquanto o verde com  $E_0 = 10^{21}$  eV mudou numa ordem. Após propagar por uma distância acima de 120 Mpc, os raios cósmicos tem essencialmente energia por volta de 40 EeV. Outra forma de representar o impacto do efeito GZK é mostrando a probabilidade  $\omega_{GZK}(E_{th}, D)$  de um raio cósmico chegar a Terra com energia  $E$  acima de um limiar  $E_{th}$  após se propagar por uma distância  $D$ , como mostra-se na figura 1.8. Nessa figura fica claro que só a fracão de 10% de raios

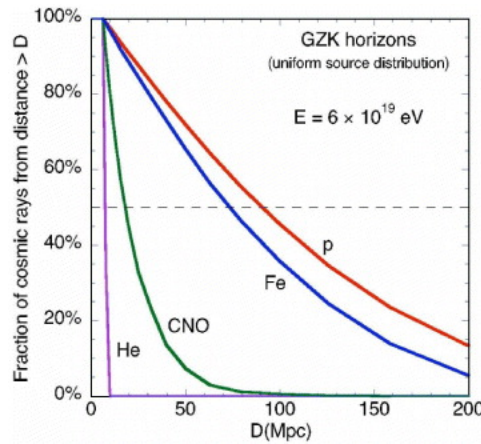


Figura 1.8: Probabilidade  $\omega_{GZK}(E_{th}, D)$  como função da distância  $D$  para um limiar de energia  $E = 60$  EeV para diferentes composições de raios cósmicos [23].

cósmicos como próton de energia  $E=6 \times 10^{19}$  eV ter origem uma distancia  $D > 200$  Mpc da Terra, no casi do Fe é de 180 Mpc e 40 Mpc para C, N e O. Através dessas curvas definimos o horizonte de GZK, a distância  $R_{GZK}$  para a qual 90% dos raios cósmicos devem ter origem em uma distância  $D < R_{GZK}$ .

#### 1.4.4 Deflexão angular nos campos magnéticos

Outro processo físico de grande importância na propagação dos raios cósmicos é a deflexão angular sofrida por partículas carregadas na passagem pelos campos magnéticos galácticos e extragalácticos. A mudança no caminho original do raio cósmico faz com que a direção de chegada observada na Terra não corresponda à direção original da partícula. O impacto

dos campos magnéticos na propagação dos raios cósmicos pode ser visto através do raio de Larmor para uma partícula de energia  $E$  e carga  $Z$  passando por um campo magnético de intensidade  $B$  [24]

$$r_L \approx (1 \text{ kpc}) \frac{1}{Z} \left( \frac{E}{10^{18} \text{ eV}} \right) \left( \frac{B}{\mu\text{G}} \right)^{-1}, \quad (1.11)$$

onde pode ser entendido que as deflexões diminuem com o aumento da rigidez magnética ( $\frac{E}{Z}$ ). A partir do raio de Larmor, podemos obter uma escala angular de deflexão para os raios cósmicos em alguns regimes da propagação controlados pela rigidez. Considerando o campo magnético extragaláctico  $B < \text{nG}$ , um próton com energia  $E_p = 10^{20} \text{ eV}$ , depois de percorrer 50 Mpc é desviado  $< 2^\circ$ . No caso do campo magnético galáctico  $B \sim 10\mu\text{G}$ , um próton com energia  $E_p = 10^{20} \text{ eV}$  sofre um desvio meio de  $\sim 3^\circ$  [25].

## 1.5 Interação com a atmosfera

O raio cósmico primário interage com os núcleos da atmosfera. Um parâmetro importante é a profundidade atmosférica ( $X$ ), definida como a massa de ar por unidade de área, que passou uma partícula ao longo da atmosfera desde o infinito até a posição  $l$  ao longo do caminho que descreve o movimento [26].

$$X(l) = \int_l^\infty \rho(l) dl \quad (1.12)$$

Onde  $\rho(l)$  é a densidade do ar na posição  $l$ , que depende apenas da altura  $h$  acima da superfície é determinada pela equação barométrica:

$$\rho(h) = \rho(h_0) \left( \frac{T(h_0)}{T(h)} \right) \exp \left( - \int_{h_0}^h \frac{Mg(h)}{RT(h)} dh \right) \quad (1.13)$$

Onde  $T(h)$  é a temperatura a uma altura  $h$ ,  $R$  é a constante universal dos gases,  $M$  é a massa molar do ar ( $M = 0,02896 \text{ kg mol}^{-1}$ ),  $g(h)$  é a aceleração da gravidade na altura  $h$  e  $h_0$  é o nível de referência. A altura  $h$  está relacionado com  $l$  através do ângulo com respeito à vertical ( $h = l \cos \theta$ ). A profundidade atmosférica vertical ao nível do mar é  $X(h = 0)$

( $X(0) = 1033 \text{ g/cm}^2$ ). Quando os raios cósmicos interagem com as moléculas da atmosfera, a primeira interação ocorre a uma profundidade de  $X_0$ , na parte superior da troposfera. Eles vão produzir fluxo de partículas secundárias, em conjunto formam uma cascata ou chuva de partículas de partículas. As partículas secundárias são geradas no processo de espalhamento do raio cósmico primário com as moléculas presentes no ar e as colisões subsequentes. Estas cascatas são as que fornecem informações sobre as características do raio cósmico primário, seja pela análise detalhada do desenvolvimento longitudinal na atmosfera ou pela distribuição lateral das partículas secundárias. O desenvolvimento do chuva ao longo da atmosfera é um processo complexo descrito pela física das partículas.

Nessa abordagem, as partículas que compõem a cascata e o perfil espacial da mesma são descritos considerando alguns argumentos físicos simples. O chuva tem início na interação nuclear entre o raio cósmico primário e as moléculas da atmosfera em uma colisão com energia total  $E$ . Essa energia tem um papel importante no controle da produção de secundários. Após a primeira interação, o chuva se desenvolve aumentando o número de partículas ao longo da atmosfera onde cada secundário carrega parte da energia disponível. Quando a energia dos secundários não é suficiente para criação de novas partículas, a cascata atinge o seu máximo número de partículas. Dessa forma, esperamos que o perfil longitudinal do chuva (ao longo da atmosfera) apresente um valor máximo de partículas para uma certa profundidade na atmosfera. Uma parametrização do perfil longitudinal do chuva foi derivada pelos físicos Gaisser e Hillas em termos da profundidade  $X_0$  da primeira interação, comprimento de interação  $\lambda(E)$  e a profundidade máxima do chuva  $X_{max}$ . A função pode ser escrita como:

$$N(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda(E)}} e^{-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda(E)}} \quad (1.14)$$

Ainda por meio de conceitos gerais, a seção de choque de espalhamento do raio cósmico-ar é o parâmetro relevante que controla a primeira interação. Essa seção de choque é dependente da energia e composição do raio cósmico. O que influi no desenvolvimento

do chuveiro e dos valores dos parâmetros  $X_0$ ,  $X_{max}$  e  $\lambda(E)$ . Nesse ponto é importante lembrar que para partículas com  $E > 10^{18}$  eV (referencial do laboratório) não há medidas feitas em aceleradores. Isso implica que o chuveiro gerado por UHERCs pode nos trazer informações nunca antes vistas sobre a física de partículas. Assim, para as mais altas energias, o maior desafio no estudo de chuueiros atmosféricos extensos é identificar a composição dos raios cósmicos primários.

Os chuueiros atmosféricos extensos se desenvolvem de forma complexa, sendo em princípio uma combinação de 3 componentes principais. Uma componente eletromagnética ( $e^-$ ,  $e^+$  e  $\gamma$ ), a parte hadrônica ( $p$ ,  $n$ ,  $\pi$  e  $K$ ) e a parte muônica ( $\mu$ ). A figura 1.9 ilustra essas componentes.

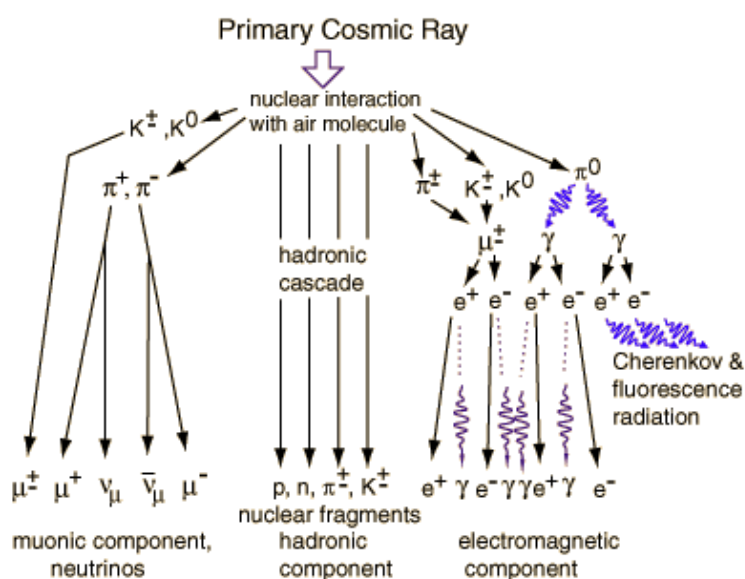


Figura 1.9: Principais componente dos chuueiros atmosféricos extensos: Componente Muônica, Hadrônica e Eletromagnética [27].

### 1.5.1 Componente muônica

É gerada pelo decaimento de píons  $\pi^\pm$  e káons  $K^\pm$  carregados, sendo os processos de decaimento que alimentam esta componente os seguintes:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\tag{1.15}$$

onde os píons carregados podem ser criados na primeira interação ou de decaimentos de káons. Adicionalmente, a componente muônica é a dominante a distâncias longe do ponto de impacto da cascata no entanto a componente eletromagnética é desenvolvida perto do eixo do chuvaeiro. O número de múons em um chuvaeiro gerado hadronicamente tem forte relação com o conteúdo bariônico do primário, então eles levam também informação importante das interações hadrônicas nestas energias.

### 1.5.2 Componente eletromagnética

A componente eletromagnética está formada por elétrons, pósitrons e fótons, os quais são gerados em diferentes estágios (em energia e altitude) no desenvolvimento longitudinal da cascata. Os processos básicos de altas energias que contribuem nesta porção do chuvaeiro são: produção de pares  $e^+e^-$ , e o Bremsstrahlung (espalhamento de elétrons com emissão de raios x). A cascata eletromagnética é sustentada essencialmente pelo píons neutros  $\pi^0$  através do decaimento:  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Ciclicamente, os fótons provenientes do decaimento geram pares que por sua vez propagam na atmosfera emitindo radiação e podem sofrer aniquilação dando origem a novos fótons. Parte da componente eletromagnética é sustentada pelo decaimento dos múons:  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  e  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ .

### 1.5.3 Componente hadrônica

A componente hadrônica forma o eixo da cascata e está constituída é composta por prótons, nêutrons e fragmentos de núcleos produtos das quebras dos átomos do ar. Além

disso, pode haver hádrons que não decaíram e nem interagiram ao longo do caminho. Além do perfil longitudinal mostrado inicialmente, o chuveiro também é caracterizado por sua distribuição em torno do eixo principal do chuveiro. As partículas carregadas geradas pelos processos descritos acima interagem com o campo de Coulomb dos núcleos atmosféricos e se espalham dando forma a chamada distribuição lateral. Como os elétrons são os mais numerosos e sofrem os maiores desvios, o comportamento da cascata eletromagnética é predominante nessa distribuição. A função distribuição lateral (*LDF - Lateral Distribution Function*) que descreve a distribuição das partículas em torno do eixo do chuveiro não tem uma derivação analítica feita a partir desse efeito. Uma parametrização semi-empírica, mostrada abaixo, foi sugerida pelo físicos Nishimura, Kamata [28] e Greisen [29] baseado em cálculos semi-analíticos e é a mais utilizada para descrever a LDF.

$$S(r) = A(\theta, E) \left[ \left( \frac{r}{r_s} \right) \left( 1 + \frac{r}{r_s} \right) \right]^{\beta(\theta)} \quad (1.16)$$

Os parâmetros  $A(\theta, E)$  e  $\beta(\theta)$  da distribuição Nishimura-Kamata-Greisen são dependentes da energia  $E$  do raio cósmico, inclinação do chuveiro  $\theta$  (ângulo zenital) e da própria distribuição dos detetores.

#### 1.5.4 Modelo de Heitler

A partir dessas reações, um modelo para o desenvolvimento da cascata foi proposto pelo Heitler [30]. Originalmente, o modelo de Heitler descreve somente a cascata eletromagnética simplificando o desenvolvimento do chuveiro. Essencialmente a cascata seria uma árvore binária como mostra-se na figura 1.10, onde a cada comprimento de interação típico  $d$  uma partícula produz duas novas com energias idênticas. O processo físico considerado a cada passo é a criação de pares  $e^+e^-$  por fótons  $\gamma$  e emissão bremsstrahlung pelas partículas carregadas. Após  $n$  passos, a cascata é composta de  $N_n = 2^n$  partículas. O desenvolvimento do chuveiro continua até que a energia de cada partícula atinja um valor crítico  $E_c$  para o qual a perda de energia por bremsstrahlung é igual a perda de



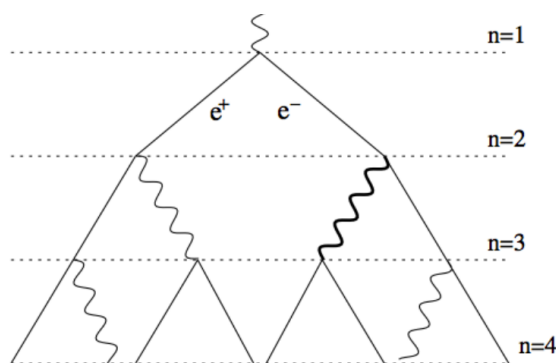


Figura 1.10: Representação da cascata eletromagnética segundo o modelo de Heitler [31].

energia por ionização e não é mais possível criar novas partículas. Apesar de simplificado, o modelo de Heitler reproduz corretamente uma importante propriedade do chuvaire: a evolução do  $X_{max}$  com logaritmo da energia ( $\ln(E)$  para prótons e  $\ln(E/A)$  para núcleos de massa  $A$ ). O modelo de Heitler pode ser aprimorado [32] utilizando um esquema de cascata mostra-se na figura 1.11. As cascatas hadrônicas e muônica também são incluídas alimentando o chuvaire eletromagnético e evoluindo individualmente. Nesse modelo mais sofisticado os cálculos são similares aos apresentados por Heitler e os resultados são preservados. Simulações do chuvaire também são ferramentas que mostram a relação entre  $X_{max}$  e energia obtidas por Heitler.

Atualmente, sabemos que os chuvaires carregam informações da composição dos raios cósmicos e da física de partículas, o que motiva a medida cada vez mais precisa desse fenômeno.

## 1.6 Raios cósmicos na Terra

As seções acima resumem os principais processos físicos pelos quais o raio cósmico passam na sua trajetória da fonte até a Terra. A seção final desse capítulo mostra-se em detalhe o espectro de energia dos raios cósmicos, a composição e anisotropia.

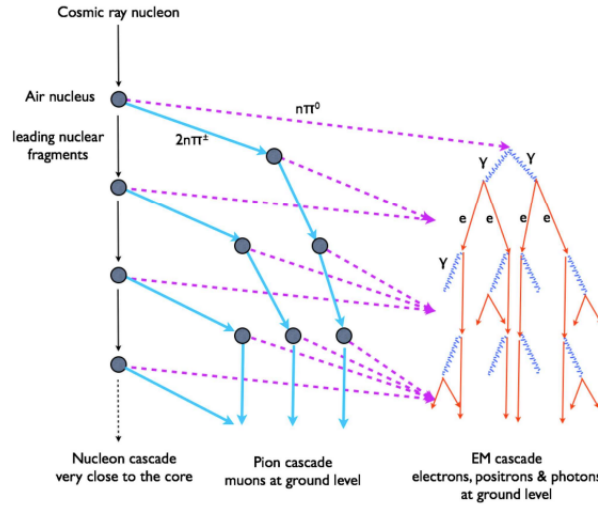


Figura 1.11: Cascata de partículas a partir de um modelo de Heitler modificado, onde a cascata hadrônica e muônica são incluídas [31].

### 1.6.1 Espectro de energia

A medida do fluxo de raios cósmicos como função da energia do raio cósmico primário é conhecido como espectro de energia, e segue aproximadamente uma lei de potência:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha}, \quad (1.17)$$

onde  $\alpha$  é o índice espectral, que muda de valor em diferentes regiões do espectro. Na figura 1.12 mostra-se o espectro medido por diversos experimentos.

Na região de baixas energias ( $E < 10^{15}$  eV) o espectro é descrito aproximadamente pela função  $E^{-2.7}$ . A partir da energia de  $\sim 4 \times 10^{15}$  eV o índice espectral muda de 2.7 para 3.1 (o fluxo de partículas cai mais rapidamente). Esta transição de  $\alpha$  é chamado de joelho ou primeiro joelho (*Knee*) [34]. Um segundo joelho ocorre por volta de  $4 \times 10^{17}$  eV, onde o  $\alpha$  se torna 3.3. Na faixa de energias entre  $10^{18}$  eV e  $10^{19}$  eV também há uma mudança no  $\alpha$ , ele muda de  $\sim 3.3$  para  $\sim 2.6$  e é chamado tornozelo (*Ankle*). Dois modelos para o tornozelo são os mais aceitos atualmente. O primeiro, conhecido como *Dip-Model* [35], atribui esse fenômeno a perda de energia de prótons extragalácticos pela

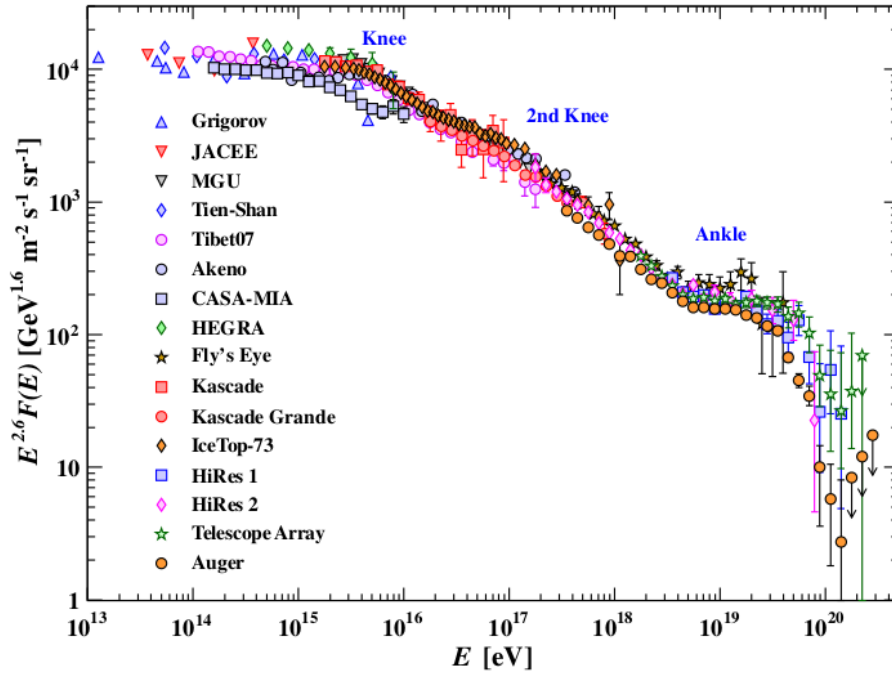


Figura 1.12: Espectro de energia dos raios c3smicos medido por diversos experimentos [33].

produção de pares na radiação de fundo de micro-ondas. O segundo (*Ankle-Model*) [36] está conectado com a anisotropia observada, atribuindo o tornozelo à transição de origem de raios c3smicos entre as componentes galáctica e extragaláctica. Por volta de 60 EeV o espectro apresenta uma supressão do fluxo mudando o índice espectral de 2.7 para 4.2 [37]. Essa mudança é consistente com o efeito GZK. Contudo, considerando energias tão altas como 60 EeV, é possível que as fontes não tenham mais potência para acelerar partículas o que também leva a uma grande supressão do fluxo. A presença da supressão nessa faixa de energia é bem estabelecida mas sua interpretação ainda está em aberto e precisa ser confirmada [37].

Para a colaboração Pierre Auger (no hemisfério sul), chuveiros extensos com ângulo zenital  $\theta < 60^\circ$  são definidos como chuveiros verticais, enquanto que os com  $60^\circ < \theta < 80^\circ$  são definidos como chuveiros inclinados. A partir de chuveiros verticais têm proporcionado uma medição do espectro UHECR. O espectro obtido é consistente com a supressão GZK.

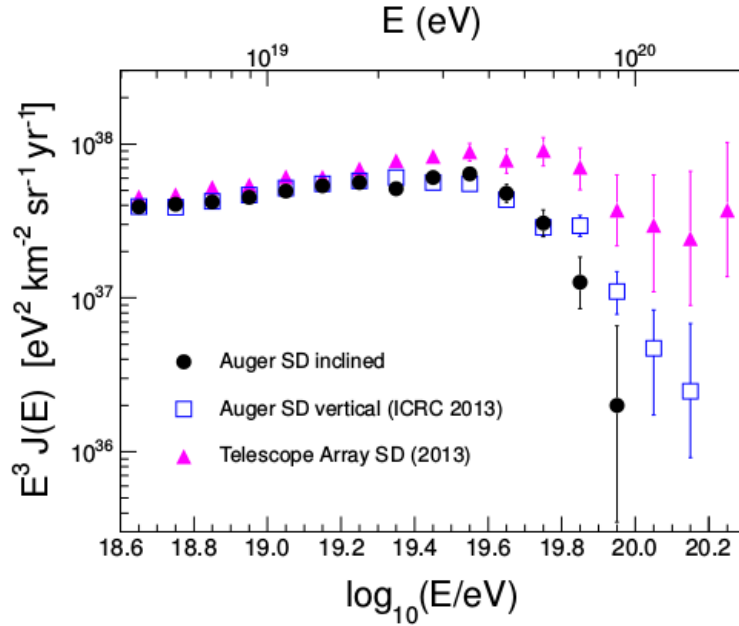


Figura 1.13: Compilação do espectro de energia dos raios cósmicos para os dados do detector de superfície (SD) do Observatório Pierre Auger, para  $\theta > 60^\circ$  (círculos),  $\theta < 60^\circ$  (quadrados), e do Telescope Array para  $\theta < 55^\circ$  (triângulos) [6].

A colaboração Telescope Array (no hemisfério norte), forneceu uma medição independente do espectro usando chuveiros com ângulos zenital de  $\theta < 55^\circ$  indica o corte GZK. Os dois espectros estão de acordo entre o tornozelo e  $5 \times 10^{19}$  eV, mas existem discrepâncias na região de supressão, pelos diferentes modelos que são usados para reconstruir ao raio cósmico primário. Pouco tempo atrás estas diferentes formas de reconstrução de chuveiro estão sendo analisadas por um grupo de trabalho conjunto das duas Colaborações. Chuveiros inclinados também são usados para estender a fração acessível do céu coberto, e permite a Auger observar parte do hemisfério norte. O espectro para chuveiros inclinados, é  $\alpha = 2.7$  acima de  $5 \times 10^{18}$  eV, e indicar claramente maior inclinação do  $\alpha$  acima de  $10^{19}$  eV, como mostra-se na figura 1.13.

## 1.6.2 Composição

O estudo de composição dos raios cósmicos tem como objetivo determinar a espécie química dessas partículas a partir da sua massa ( $\langle \ln A \rangle$ ). Como a detecção dos UHECRs é feita de forma indireta, a composição da partícula primária não é acessível diretamente. Ela pode ser inferida a partir da profundidade máxima  $X_{max}$  (que é profundidade na atmosfera na qual o chuveiro atinge o número máximo de partículas), e suas flutuações  $\sigma_{X_{max}}$ . O estudo e a interpretação dessas quantidades foram feitos em [38], [39]. A relação com a composição do primário pode ser entendida qualitativamente tratando núcleos pesado simplesmente como um conjunto de prótons e nêutrons superpostos. Devido ao maior número de colisões, a seção de choque de interação de um núcleo pesado com a atmosfera é maior que a do próton. Dessa forma, os chuveiros desencadeado por prótons interagem mais profundamente na atmosfera e atingem seu máximo mais profundamente (maior  $X_{max}$ ). No oposto, primários mais pesados interagem mais cedo na atmosfera e tem valor de  $|X_{max}|$  menor. Quantitativamente, a relação entre o  $X_{max}$  do chuveiro e composição é mostrada em [32]. A partir de um modelo de Heitler modificado pode ser mostrado que o  $X_{max}$  evolui com função do logaritmo da energia na forma  $X_{max} \propto \ln(E_p/A)$ .

Atualmente, o Observatório Pierre Auger e Telescope Array medem  $X_{max}$  utilizando detectores de fluorescência. Apesar da utilização do mesmo princípio de detecção, uma comparação direta dos dados publicados por ambas colaboração não é simples. A Colaboração TA publicou os valores de  $\langle X_{max} \rangle$  obtidos a partir das distribuições cruzados com resolução de detector e eficiência. A interpretação dos dados é possibilitada pela predição de Monte-Carlo para próton e núcleos de ferro e também cruza a resolução de detector e eficiência, mostra-se na direita da figura 1.14. Os valores correspondentes  $\langle X_{max} \rangle$  são apresentados na esquerda da figura 1.14 [40]. Esse resultado relata o esforço comum das duas colaborações Auger e TA, com o objectivo de fornecer à comunidade de raios cósmicos uma comparação direta dos  $\langle X_{max} \rangle$ , medidas tendo em conta as diferentes abordagens

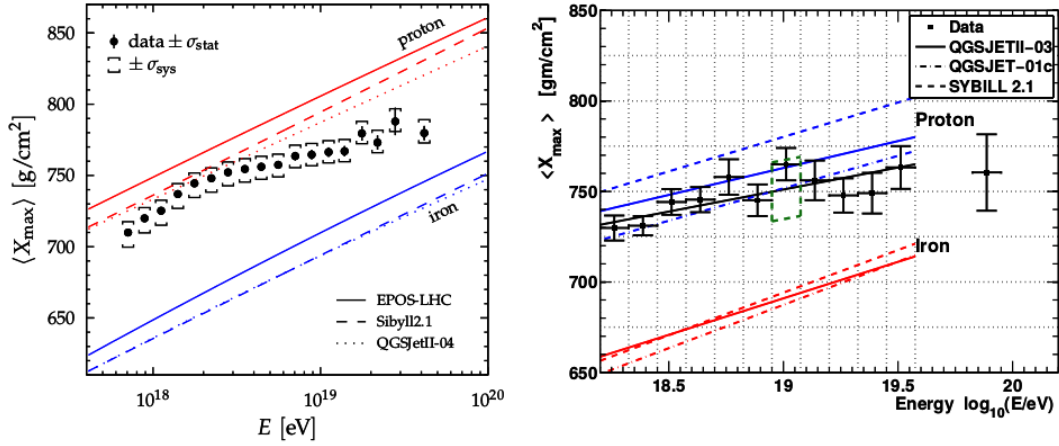


Figura 1.14: **Esquerda** O  $\langle X_{max} \rangle$  medido pelo Pierre Auger, **direita** o  $\langle X_{max} \rangle$  medido pelo Telescópio de Array. As linhas coloridas indicam previsões de simulação de chuva de ar [40].

de cada colaboração.

A conclusão importante que pode ser tirada desses gráficos é a mudança no comportamento da curva para altas energias. A parte de qualquer comparação com modelos hadrônicos, os dados obtidos pelo Auger apontam para uma mudança de composição (equivalente a desvios da evolução linear do  $X_{max}$ ) dos raios cósmicos tendendo para núcleos mais pesados com o aumento da energia. Para TA a composição foi interpretada como puramente prótons. No entanto, um grupo de trabalho composto por membros das duas colaborações concluiu que os dados de  $X_{max}$  são estatisticamente compatíveis. A composição real dessas partículas não pode ser inferida pois depende de comparações com modelos. Considerando corretas as extrapolações para altas energias, feitas nos modelos hadrônicos, conclui-se que à energias mais baixas a composição é dominada por prótons. Com o aumento da energia composições mistas podem aparecer e o comportamento da curva ptende para núcleos pesados como o Fe.

### 1.6.3 Direção de chegada

A principal dificuldade em identificar a origem dos UHECRs é a perda de informação direcional devido aos campos magnéticos. Nas simulações da propagação dos UHECRs entre as fontes e a Terra, assumindo que está envolta pelos campos magnéticos extragalácticas e galácticos (EGMF e GMF). Os resultados dependem fortemente da distribuição assumida, da densidade das fontes UHECRs e da intervenção dos campos magnéticos [41]. O ângulo de deflexão de um próton de 60 EeV a partir de uma fonte a uma distância de 50 Mpc é estimada para ser alguns graus assumindo modelos de EGMF com  $\sim 1$  nG. Ao mesmo tempo, a deflexão estimada pela GMF ( $\sim \mu\text{G}$ ) varia de alguns a cerca de 3 graus. Isto, no entanto, depende da direção no céu [8]. Se os UHECRs vêm do universo local, como galáxias próximas, e se eles são prótons, é esperado que a amplitude máxima da anisotropia de raios cósmicos acima  $\sim 60$  EeV seja de alguns por cento da média do fluxo dos raios cósmicos. Neste caso, a amplitude da anisotropia de raios cósmicos podem ser detectadas pelos observatórios Auger e o TA [8].

No caso de grandes escalas angulares, se considera que o tornozelo é devido à mudança da componente galáctica para extragaláctica, nesse sentido uma modulação dipolar nas direções de chegada de raios cósmicos é esperada. A amplitude do dipolo deve aumentar com energia até ao tornozelo, atingindo um nível de alguns por cento, mesmo se são núcleos pesados [42]. As previsões da amplitude e da orientação do dipolo dependem da magnitude do campo magnético e também sobre a distribuição fonte. Por outro lado considera-se o *dip model* é a explicação correta para o tornozelo, isso significa que UHECRs acima de  $10^{18}$  eV são dominados pela componente extragaláctica, e seu fluxo é esperado seja altamente isotrópico. No entanto, um dipolo de menos do que um por cento de amplitude ainda é esperado devido ao efeito de *Compton-getting*. Ele iria produzir uma distribuição dipolar constante com energia e com uma orientação relacionada ao movimento relativo da terra com respeito ao sistema em repouso dos raios cósmicos

extragalácticas. A distribuição em ascensão recta do fluxo dos raios cósmicos que chegam a um detector pode ser caracterizada pelas *amplitudes* e as *fases* de sua expansão em séries de Fourier. O objetivo é determinar a primeira amplitude harmônica  $r$  e sua fase  $\phi$ . A fase indica a direção do dipolo em ascensão recta. Assumindo que a anisotropia dos raios cósmicos é dominado por dipolo e quadrupolo na faixa de energia acima de  $10^{18}$  eV, limites superiores para as suas amplitudes são derivadas. Estes limites superiores nos permitem testar a origem dos raios cósmicos acima dessa faixa de energia a partir de fontes estacionárias densamente distribuídas no disco galáctico e que predominantemente emitem partículas leves em todas as direções [42].

O Observatório Pierre Auger combinou o conjunto de dados de chuviros com ângulos zenitais até  $60^\circ$  (normalmente usado para estudos de anisotropia) e com chuviros inclinadas ( $60^\circ < \theta < 80^\circ$ ). Dessa análise encontrou uma anisotropia de dipolo em larga escala para energias  $E > 8 \times 10^{18}$  eV [43]. Uma amplitude do primeiro harmônico em ascensão recta com  $r_{1\alpha} = (4, 4 \pm 1, 0)10^{-2}$  foi medido com uma probabilidade de ser uma flutuação estatística de  $P(r_{1\alpha}) = 6.4 \times 10^5$ . No pressuposto de que a única contribuição significativa para a anisotropia é dada pela componente dipolar, esta observação corresponderia a um dipolo de amplitude  $d = 0,073 \pm 0,015$  apontando para  $(\alpha, \delta) = (95^\circ \pm 13, 39^\circ \pm 13)$ . A origem desta anisotropia está sujeita a discussões em curso. Pode surgir, por exemplo, a partir de uma falta de homogeneidade da distribuição de fontes próximas. O limiar de detecção do detetor de superfície do Observatório Auger (com separação entre estações de 1500 m) é na faixa de energia do tornozelo. Portanto, para procurar anisotropias na faixa de energia da transição do raios cósmicos galácticos para extragalácticas, é crucial para combinar este conjunto de dados com os dados do detetor de superfície com separação entre as estações de 750 m, denominado *infill* no Observatório Auger. A partir desse análise se obtiveram a medida da amplitude do dipolo e seu ângulo de fase, como são mostrados na figura 1.15 como função da energia. Ele aponta para o centro da Galaxia, para energias abaixo do  $\sim 10^{18}$  eV, sugerindo que tem origem na componente galáctica. Para



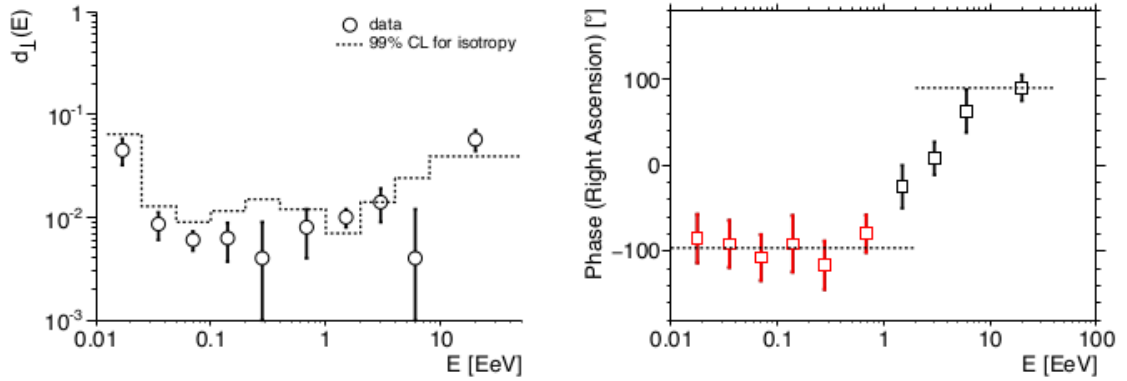


Figura 1.15: Anisotropia em grande escala. **Esquerda:** Anisotropia de dipolo ao limite 99% de nível de confiança no plano equatorial para as estatísticas recolhidas até final de 2014 e valores da amplitude do dipolo  $d$ . **Direita:** ângulos de fase estimados. Os pontos vermelhos com dados a partir da análise da matriz de 750 m [44].

o caso de energias mais elevadas o ângulo de fase aponta em outra direção, possivelmente manifestando uma assinatura da distribuição não homogênea da matéria extragaláctica nas proximidades.

Usando um primeiro conjunto de dados da Colaboração Pierre Auger reportou evidências de anisotropia com um nível de confiança de 99% na distribuição de raios cósmicos com energia acima de cerca de 57 EeV [45]. Esse análise foi através de um teste a priori, de uma correlação dentro de uma pequena separação angular ( $3.1^\circ$ ) entre as direções de chegada dos UHECRs e os locais próximos de galáxias ativas (dentro de 75 Mpc) no Veron-Cetty e Veron (VCV) catálogo como mostra a figura 1.16. Em análises posteriores, com maior número de dados, foi encontrada uma fração de correlação menor, mas ainda  $\sim 3\sigma$  acima de distribuição de isotropia esperada [46]. Adicionalmente outros testes sobre os dados, usando catálogos astronômicos, encontraram-se desvios, mas sem evidência significativa [46]. Até agora não foi possível estabelecer correlações de pequena escala da distribuição das direções de chegada dos dados Auger como possíveis fontes ou regiões de origem [5], embora algumas indicações de fontes tenham aparecido [45]. Uma região de  $18^\circ$  em torno da direção de Centaurus A (Cen A) continua sendo monitorada por possíveis

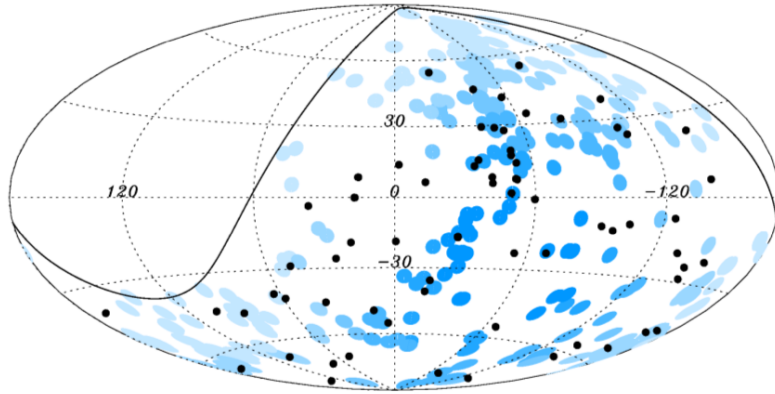


Figura 1.16: As direções de chegada dos raios cósmicos com energia acima de 55 EeV detectados pelo Observatório Pierre Auger até 2009 estão representados como pontos pretos em uma projeção Aitoff-Hammer do céu em coordenadas galácticas. A linha sólida representa o campo de visão do Observatório para o zênite ( $\theta < 60^\circ$ ). Círculos azuis do raio de  $3.1^\circ$  estão centradas nas posições dos 318 AGNs no catálogo VCV que se encontram dentro de 75 Mpc, neste mapa Centaurus-A está localizada na  $l \simeq -50.5^\circ$ ,  $b \simeq 19.4^\circ$  [46].

excessos em relação ao fundo de raios cósmicos isotrópico [5]. A origem da anisotropia está sujeita a discussões em curso. Pode ocorrer, por exemplo, a partir de uma falta de homogeneidade da distribuição das fontes próximas [47].

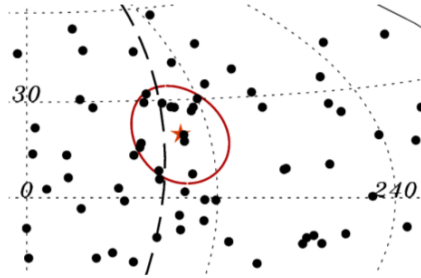


Figura 1.17: Parte do mapa em coordenadas galácticas da região em torno de Cen A detetado pelo Auger, mostra-se as direções de chegada dos eventos com  $E \geq 58$  eV (pontos pretos) e um círculo vermelho de  $15^\circ$  de raio em torno da direção de Centaurus A indicado por uma estrela [5].

A Colaboração Telescope Array, reportou um *hotspot* de escala angular de cerca de  $20^\circ$ , centrado em  $\alpha \sim 150^\circ$  e  $\delta \sim 43^\circ$ , para energias  $E_p > 57$  eV. Esse resultado é interessante apesar de não ser um excesso estatisticamente significativo, da ordem de  $3.4\sigma$  [8]. Não há

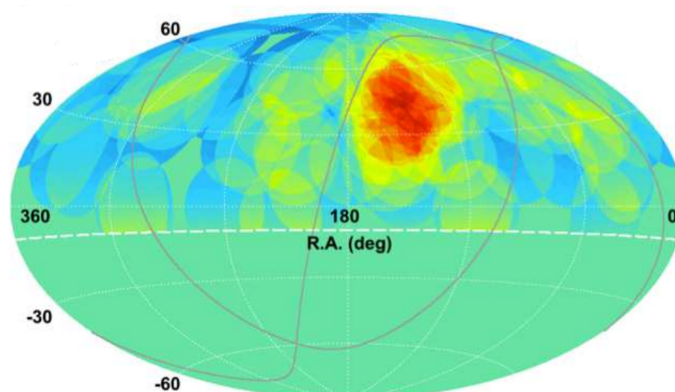


Figura 1.18: Mapa em coordenadas equatoriais. Conjunto de eventos chamado *hotspot* pelo TA, encontrado comparando-se a os dados com o que se espera do background utilizando-se círculos de raio  $20^\circ$  centrado em  $R.A. = 146.7^\circ$ ,  $Dec = 43.2^\circ$  [8].

fontes específicas conhecidas por trás do hotspot. Ele está localizado perto do plano super galáctico, que contém aglomerados de galáxias locais, como o aglomerado Ursa Maior (20 Mpc da Terra), o aglomerado Coma (90 Mpc), eo aglomerado da Virgem (20 Mpc). A distância angular entre o centro do hotspot e o plano super galáctico é  $\sim 19^\circ$  [8]. Esta parcialmente dentro do campo de visão do Auger para eventos inclinados.

Considerando que os raios cósmicos sejam compostos puramente por prótons, esse resultado pode ser explicado através da densidade de fontes dessas partículas. Se as fontes de raios cósmicos fossem escassas, a anisotropia seria facilmente observada pois observaríamos aglomerados de eventos. À medida que a densidade aumenta, a procura por anisotropia é dificultada e se torna necessário uma maior estatística de eventos para medir a anisotropia.

## Capítulo 2

# Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger foi projetado com o objetivo de estudar a física dos raios cósmicos de alta energia ( $E_p > 10^{18}$  eV). O fluxo de raios cósmicos a essas energias é muito pequeno. Para que uma estatística razoável de eventos seja detectada necessita-se de um longo tempo de observação ou uma grande área de detecção e instrumentação na superfície da Terra. Isso coloca grandes desafios em termos científicos, logísticos e tecnológicos, fazendo do Observatório Auger um dos maiores experimentos que foram construídos na história da humanidade. Na sua concepção foram levadas em conta as experiências e conhecimentos dos experimentos de raios cósmicos anteriores. Por isso, desde seu início foi projetado como um experimento híbrido, combinando duas das técnicas mais efetivas de observação de raios cósmicos: telescópios de fluorescência (*FD - Fluorescence Detector*) e estações detetores de partículas (*SD - Surface Detector*). Combinando cada técnica de forma a se complementarem, o experimento é capaz de realizar medidas precisas. O Observatório Pierre Auger está instalado em Malargüe, Argentina (província de Mendoza), situado a  $35^\circ$  na latitude sul e a  $69^\circ$  de longitude oeste a uma altura média de 1400 metros acima do nível do mar. Iniciou seu funcionamento em 2004 e foi finalizado em 2008, cobrindo uma área total de  $3000 \text{ km}^2$ . O Observatório Auger tem produzidos resultados impactantes na física dos raios cósmicos. A figura 2.1 mostra no mapa a localização geográfica do Observatório e seus detetores.

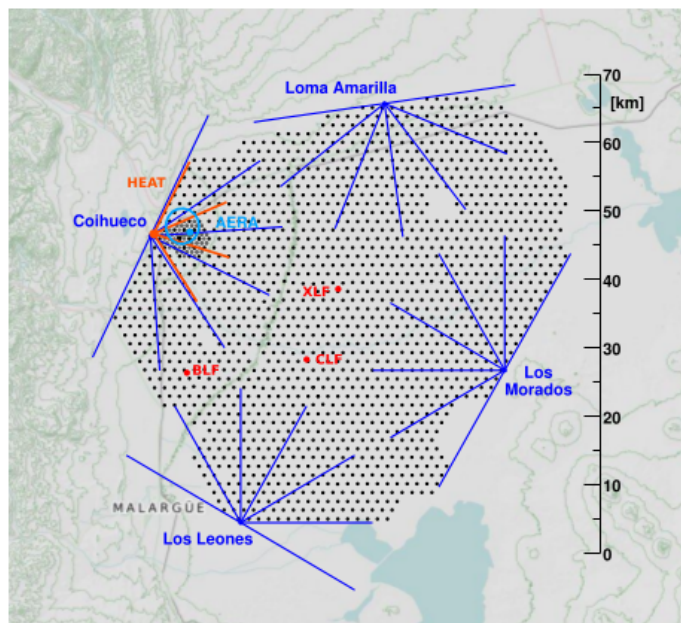


Figura 2.1: O Observatório Pierre Auger no mapa. Os pontos pretos representam os detetores de superfície instalados ao longo de 3000 Km<sup>2</sup> e as linhas azuis mostram o campo de visão dos telescópios de fluorescência, HEAT é a matriz menor [49].

A seguir são explicados os princípios físicos básicos, o funcionamento do detetor de superfície e do detetor de fluorescência.

## 2.1 Detetor de superfície

O detetor de superfície do Observatório Pierre Auger foi projetado para estudar o desenvolvimento de cascatas transversais ao nível do chão. O detetor é formado por 1660 estações, dispostas em uma matriz triangular de 1500 metros de largura e cobrindo uma área total de 3000 km<sup>2</sup>. A partir da simetria triangular do arranjo, centrando-se em qualquer uma estação, podem ser formados hexágonos concêntricos regulares de 1.5 km de lado (exceto aqueles que estão nos contornos do observatório). Detetores de superfície constituem uma técnica bem conhecida e utilizada em outros experimentos anteriores como AGASA [50]. De forma similar são utilizados detetores de superfície no Telescope Array [51] e KASCADE/KASCADE-Grande[52]. Os dados obtidos por cada uma das es-

tacões SD são transmitidos às estações eletrônicas localizadas nos prédios dos telescópios de fluorescência, e em seguida, são retransmitidos por estes para a central de aquisição de dados (CDAS, Central Data Acquisition System). No Observatório Pierre Auger os detetores de superfície são tanques detetores de efeito Cherenkov em água.

### 2.1.1 Efeito Cherenkov

O efeito Cherenkov ocorre quando uma partícula carregada atravessa um meio material com velocidade  $v$  maior que a velocidade da luz nesse meio de índice de refração  $n$ . Nessas condições, um cone de luz é emitido com um espectro centrado principalmente na faixa do ultra-violeta. A geometria do fenômeno é ilustrada na figura 2.2. O ângulo de emissão da radiação Cherenkov é descrita pela equação 2.1:

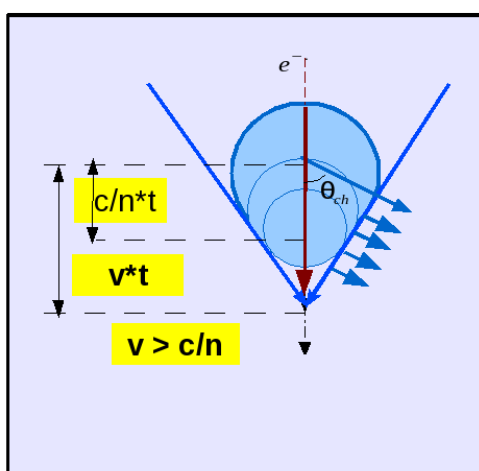


Figura 2.2: Geometria da emissão Cherenkov. Uma partícula carregada atravessa verticalmente um meio com índice de refração  $n$  com velocidade  $V$  ( $V > c/n$ ), irradiando luz Cherenkov.

$$\cos \theta_{ch} = \frac{1}{n\beta} , \quad (2.1)$$

onde  $\theta_{ch}$  é o ângulo de emissão,  $n$  o índice de refração do meio e  $\beta = V/c$  está relacionado a velocidade da partícula.

### 2.1.2 Descrição dos detetores de superfície

Os tanques detetores empregados no Observatório Pierre Auger [53] são cilíndricos feitos de polietileno. Possuem  $10 \text{ m}^2$  de área ( $\sim 3.6 \text{ m}$  de diâmetro) e  $1.5 \text{ m}$  de altura (possibilitando assim que eles possam conter água até  $1.2 \text{ m}$  de altura). Esse volume de água é onde os fótons Cherenkov são gerados pelas partículas carregadas. A água é ultra pura, o que é necessário para que o detetor mantenha suas propriedades ao longo do funcionamento do Observatório. Os tanques foram fabricados em resina de polietileno de alta densidade em duas camadas. As camadas internas são pretas para garantir a máxima opacidade e eliminar a poluição luz no detetor. Os tanques adicionalmente possuem um forro de Tyvek, um material que reflete difusivamente a luz ultra-violeta, evitando a perda de fótons. Os componentes sensíveis do detetor são 3 tubos fotomultiplicadoras (PMT) de  $\sim 23 \text{ cm}$  localizados acima da água. Escotilhas no topo do tanque dão acesso às PMTs para manutenção. Os PMTs foram instalados a  $120 \text{ cm}$  do centro e separados por um ângulo de  $120^\circ$  entre si, para aproveitar a simetria circular do detetor. As PMTs estão acopladas ópticamente com o volume de água (água é utilizado como calorímetro), coletando os fótons Cherenkov e os transformando em sinal elétrico [26]. O sinal de saída dos PMTs é digitalizado por conversores analógico-digital rápidos - FADC (Flash Analog to Digital Converter) a uma frequência de  $40 \text{ Mhz}$ . A amplitude do sinal é codificada em 1024 canais e tanto o sinal do ânodo (baixo ganho) quanto o sinal do último dínodo (alto ganho) são registrados. Essas duas informações são utilizadas para que a matriz de SD seja capaz de coletar com boa precisão informação das estações (tanque detetor) próximas ao centro do chuveiro com um fluxo próximo a  $1000 \text{ partículas}/\mu\text{s}$  (devido ao baixo ganho o ânodo não satura) e as estações mais afastadas com um fluxo da ordem de  $1 \text{ partícula}/\mu\text{s}$  (o baixo fluxo permite a utilização do dínodo). Dessa forma o detetor tem

o domínio dinâmico necessário para observar adequadamente toda a distribuição lateral do chuveiro. Mesmo com essa flexibilidade, chuveiros muito energéticos podem gerar um número de partículas capaz de saturar o detetor e esses casos devem ser analisados separadamente. Apesar de operarem em conjunto, cada estação é uma unidade que funciona de forma autônoma com sua própria eletrônica e sistema de comunicação. Os componentes eletrônicos ficam no topo de uma das escotilhas e são protegidos do meio ambiente através de uma cúpula metálica. A sincronização temporal entre os tanques é obtida através de dispositivos de localização global por satélite (GPS) comerciais. O procedimento utilizado garante uma precisão de 8 ns na sincronização. O fornecimento de energia elétrica é feito através de duas baterias de 12 V conectadas em série, recarregadas por um painel solar. A comunicação entre cada tanque e o Sistema Central de Aquisição Dados - CDAS (*Central Data Acquisition System*) é feita através de radio frequência. Dessa forma, cada um pode detectar e transmitir as sinais produzidos pelos raios cósmicos independentemente dos sinais coletados por outras unidades. A figura 2.3 mostra o detetor real e ilustra os componentes descritos acima.

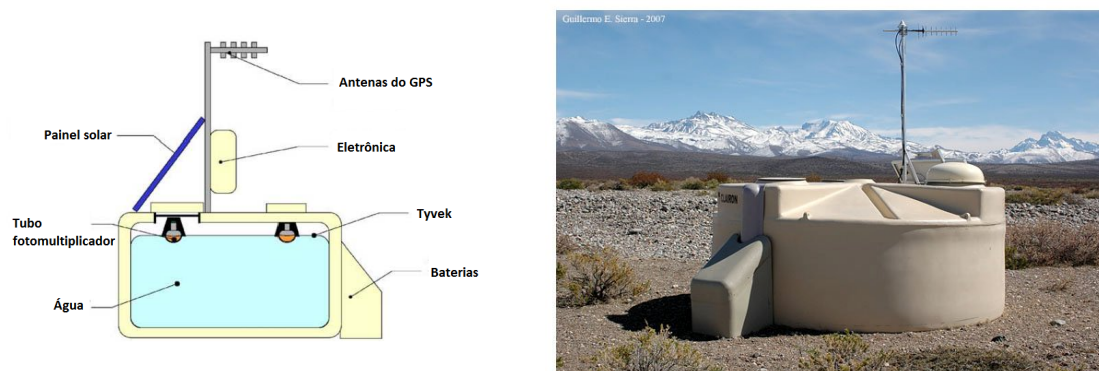


Figura 2.3: Partes de um tanque detetor. **Esquerda:** Ilustração das principais componentes do tanque e seus respectivos posicionamentos. **Direita:** Tanque real instalado no Observatório Pierre Auger.

A altura de 1.20 m de água no tanque permite a detecção de chuveiros verticais ( $\theta \leq 60^\circ$ ) e chuveiros inclinados ( $60^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ ).



### 2.1.3 Calibração dos detetores de superfície

A calibração é o procedimento que relaciona os sinais das FADCs com quantidades físicas. Para este procedimento são considerados os múons produzidos no chuveiro que atravessam verticalmente o tanque pois em média eles depositam no detetor a mesma quantidade de energia. A energia depositada é proporcional ao comprimento do traço do muon no tanque (conhecido como *track length*). A quantidade de luz Cherenkov produzida será proporcional a energia depositada pelo múon. Essas informações resultaram na definição de uma unidade padrão de medida conhecida como VEM (*Vertical Equivalent Muon*), que representa a carga total depositada por um múon que atravessa completamente uma estação de forma vertical através do seu centro. Em outras palavras, o objetivo da calibração é obter o valor de 1 VEM em unidades de carga no ADC. A calibração do detetor, descrita em [54], pode ser feita a partir de dois procedimentos. O primeiro utiliza cintiladores posicionados abaixo e acima do tanque, como um telescópio de múons (atravessam os dos cintiladores) o que garantem que o múon detetado seja vertical e central. Dessa forma a relação entre sinal observado nas PMTs e 1 VEM é obtida imediatamente. O segundo método utiliza somente a informação do tanque. Devido a simetria circular do detetor e o posicionamento das PMTs, o sinal deixado pela passagem de um múon vertical e central deve ser o mesmo nas 3 PMTs. Utilizando o histograma da carga total observada (sinal integrado nos canais ADC) ou da amplitude do sinal (canais ADC) no caso onde há coincidência de sinal nas 3 PMTs, há um pico atribuído aos múons verticais. Na figura 2.4 mostra os histogramas obtido a partir do telescópio de múons e da informação do tanque [54], onde os dois picos de contagens ADC são atribuídos aos múons atmosféricos verticais e centrais. A partir da posição desse pico a calibração é feita. Todo este processo de calibração é realizado pela eletrônica da estação, utilizando algoritmos simplificados para estimar o valor da VEM.

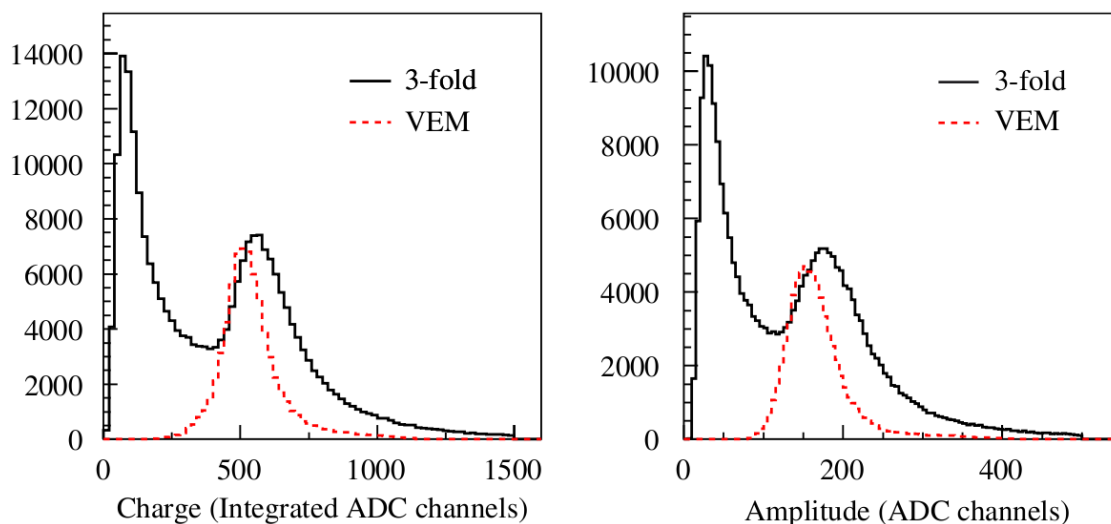


Figura 2.4: Histograma de carga total depositada e amplitude do sinal nos PMTs. A linha vermelha foi obtida utilizando um telescópio de múons e a linha preta foi obtida utilizando somente o tanque de efeito Cherenkov em água [54].

### 2.1.4 Cadeia de gatilho

O gatilho no detetor de superfície tem como objetivo principal selecionar eventos físicos do fundo natural dos raios cósmicos, descartando coincidência aleatórias e mantendo os níveis de comunicação com a central de aquisição de dados dentro dos valores do projeto. A cadeia de gatilho consiste de uma estrutura hierárquica de cinco níveis (T1, T2, T3, T4 e T5). As mais básicas chamadas T1 e T2 são executadas localmente em cada estação. Os outros três níveis de gatilho são aplicados para o evento (chuveiro). O gatilho T3 leva em conta a correlação espacial-temporal entre as diferentes estações. Isso permite definir um evento como um conjunto de sinais de pelo menos três estações de superfície com a distância temporal e espacial adequada para ser considerado como possível chuveiro gerado por UHECR. Finalmente, durante o processamento dos dados, os próximos gatilhos são ativados; T4 (evento físico), sua função é determinar quais eventos T3 satisfazem os requisitos para resultar de um chuveiro. Portanto a configuração deve ser compatível com a propagação de uma frente plana movendo-se a velocidade da luz. O gatilho T5 (eventos de alta qualidade) distingue do conjunto de eventos físicos aqueles que cumprem requisitos

adicionais para assegurar a reconstrução de qualidade. Esse sistema está descrito em [55] [26].

### 2.1.5 Reconstrução dos chuveiros verticais

A reconstrução dos chuveiros verticais consiste num conjunto de técnicas e algoritmos necessários para obter os parâmetros de raios cósmicos incidentes. Os parâmetros são essencialmente sua direção de chegada, dado pela ascensão reta e declinação, em coordenadas equatoriais, a energia do primário ( $E_p$ ) e a posição do núcleo do chuveiro. A reconstrução angular é realizada supondo que o chuveiro seja uma frente plana de partículas que viajam à velocidade da luz. A frente pode ser ajustada aos dados de tempo, permitindo a reconstrução dos ângulos zenitais ( $\theta$ ) e azimute ( $A$ ), com uma resolução angular melhor do que  $1.2^\circ$  para os eventos com multiplicidade de 4 ou 5, e melhor do que  $0.9^\circ$  para eventos de multiplicidade mais elevadas [56]. Após a reconstrução angular, a localização do núcleo é obtida por ajustamento dos sinais das estações, mediante uma função de distribuição lateral (LDF) supondo uma simetria cilíndrica. O ajuste da LDF baseia-se num método probabilístico. A LDF utiliza o sinal esperado (em VEMs) a uma distância  $r$  (em metros) ao núcleo do chuveiro, como se expressa na equação 2.2 [56]

$$S(r) = S(1000) \left( \frac{r}{1000} \right)^{-\beta} \left( \frac{r + r_s}{1000 + r_s} \right)^{-\beta} \quad (2.2)$$

onde  $\beta$  é a inclinação da LDF,  $r_s = 700$  m, e  $S(1000)$  é o sinal de uma estação a 1000 m do eixo chuveiro. O valor de  $\beta$  é fixado e somente depende do ângulo zenital do chuveiro como:  $\beta = 3.3 - 0.9 \text{ Sec } \theta$ . A partir do ajuste da LDF, obtêm-se os valores de  $S(1000)$  e a posição do núcleo. O parâmetro  $S(1000)$  é utilizado como um estimador de energia porque simulações mostram que as flutuações dos sinais nos tanques tem um mínimo próximo da região  $r = 1000$  metros a partir do núcleo. O erro de  $S(1000)$  tem sido determinado experimentalmente e verificou-se ser melhor do que 12% para as mais altas energias [56]. A relação entre o  $S(1000)$  e a energia pode ser obtida por simulações de chuveiros aéreos

extensos. Neste caso, o resultado depende do modelo hadrônico usado. O parâmetro  $S(r)$  tem dependência com o ângulo zenital  $\theta$  do chuveiro, decrescendo conforme a inclinação aumenta. Essa relação é removida empiricamente através do método *CIC - Constant Intensity Cut*. Supondo um fluxo aproximadamente isotrópico de raios cósmicos na Terra com uma determinada energia  $E$ , a intensidade desse fluxo tem que ser igual quando é observada no mesmo ângulo sólido. Utilizando os dados medidos no experimento, o método CIC [57] consiste em construir um histograma como função do ângulo zenital. A partir desse histograma pode ser obtido o valor de corte  $S(1000)_{cut}$  tal que o fluxo de partículas com  $S(1000) > S(1000)_{cut}$  seja constante no elemento de ângulo sólido. Esse procedimento dá origem à curva mostrada na figura 2.5 e parametrizada pela equação 2.3.

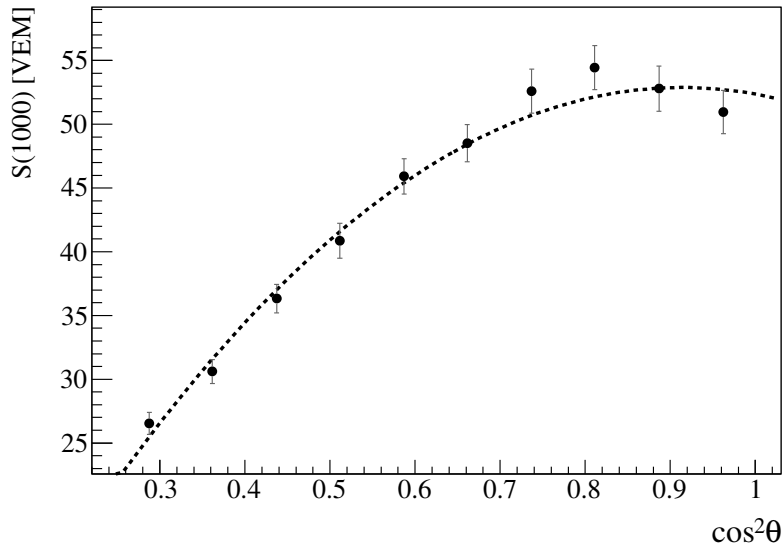


Figura 2.5: Curva de atenuação  $CIC(\theta)$  utilizada para eliminar a dependência do estimador de energia  $S(1000)$  com o ângulo zenital.

$$CIC(\theta) = 1 + ax + bx^2 \quad (2.3)$$

com  $x = \cos^2(\theta) - \cos^2(\theta_0)$ . O ângulo médio  $\theta_0 = 38^\circ$  é a referência usada para converter  $S(1000)$  em  $S_{38} = S(1000)/CIC(\theta)$ , eliminando assim a dependência com ângulo. Relacionando  $S_{38}$  medido em VEM com a energia do raio cósmico obtêm-se finalmente

uma calibração em termos da energia. Essa relação pode ser obtida via simulações de Monte Carlo ou utilizando a informação do detetor de fluorescência em procedimento de calibração cruzada. O segundo método é o empregado no Observatório pois minimiza os erros sistemáticos decorrentes das simulações.

### 2.1.6 Reconstrução dos chuueiros inclinados

Diferentemente dos chuueiros verticais nos quais é possível detectar a componente electromagnética e muônica, os chuueiros inclinados (ângulo zenital  $60^\circ < \theta < 80^\circ$ ), são caracterizados por uma predominância da componente muônica no chão (a componente electromagnética é absorvida antes de chegar ao chão) e por uma forma muito alongado e assimétrica devido à curvatura da trajetória do múon pelo campo geomagnético. Os chuueiros inclinados são bastante diferentes dos verticais e requerem diferentes técnicas de reconstrução [58]. A hierarquia de gatilho segue o formato semelhante ao escolhido para a reconstrução de chuueiros verticais. A reconstrução da direção de entrada, da energia e posição do núcleo são feitas ao mesmo tempo em um processo iterativo. A absorção da componente eletromagnética em chuueiros inclinados conduz a uma função de distribuição lateral (LDF) de partículas muito plana, com uma simetria radial quebrada, o que torna a LDF inadequada para o análise. Em vez de uma LDF, mapas de densidades do número de múons no chão são obtidos em simulações de Monte Carlo para diferentes ângulos zenitais e azimutes em presença de campo geomagnético no sitio do Auger. Estas simulações são usadas para ajustar a localização do núcleo do chuueiro e a normalização do número total de múons relativos a um chuueiro, originado por um próton de 10 EeV, chamado parâmetro  $N_{19}$ , que é utilizado como um estimador de energia. A reconstrução angular exige correções temporais que dependem da posição do núcleo. Por isso é necessário um processo iterativo. O primeiro passo no processo iterativo para obter uma reconstrução angular preliminar é feito através do ajuste dos dados de tempo de início de um máximo de sete estações (aqueles com os mais altos sinais) para uma frente plana. Este ângulo é

usado para selecionar o mapa de múons adequado e provisoriamente determinar a localização do núcleo e  $N_{19}$ . Uma vez que a posição do núcleo é encontrada, uma reconstrução angular mais sofisticado é realizada incluindo correções temporais para descrever a curvatura variável do frente do chuvaeiro [59]. O resultado desta segunda forma é comparado com o original, e se é necessário um mapa de múons mais adequado é selecionado e com este novo mapa, uma nova reconstrução angular seria realizada. Este processo é repetido até que os resultados converjam. Para permitir a comparação dos mapas de múons com os sinais de estações o sinal medido em cada estação deve ser convertido em um número equivalente de múons. O primeiro passo para esta conversão é remover a fração do sinal devido ao halo eletromagnético. Em seguida, o sinal muônico é convertido em número de múons em cada estação com parametrizações baseadas na resposta do tanque para múons. Para reconstruir a posição do núcleo se procura sítios onde se encontra a diferença mínima entre o mapa de múons e o sinal das estações. Depois mediante o método de máxima verossimilhança é fixado o núcleo para determinar o mapa de normalização  $N_{19}$ . Uma vez que o tamanho do chuvaeiro é bem determinado, o próximo passo é estimar a energia do primário a partir dos eventos do SD. A relação entre a energia e  $N_{19}$  pode ser analisada mediante simulações. A partir de simulações com o programa AIRES que simula evolução do chuvaeiro na atmosfera [60], foi obtida a relação de  $N_{19}$  e energia:  $\log_{10}E(10^{18}eV) = \alpha + \frac{1}{\beta}\log_{10}N_{19}$ , onde  $\alpha$  e  $\beta$  são constantes que dependem do modelo de interação e da massa [58].

## 2.2 Detetor de fluorescência

O detetor de fluorescência do Observatório Pierre Auger foi projetado para o estudo do desenvolvimento longitudinal de chuvaeiros iniciados por primários de  $Ep > 10^{18}$  eV. Esta técnica é bem estabelecida e foi utilizada em experimentos antecessores ao Observatório Pierre Auger, como as colaborações HiRes [61]. As partículas carregadas produzidas no chuvaeiro excitam o nitrogênio atmosférico e ao desexcitarem-se emitem radiação fluores-

cência no ultravioleta próximo (NUV) na faixa de 300-430 nm. O número de partículas carregadas na profundidade atmosférica de desenvolvimento máximo do chuva está diretamente relacionado com a energia do primário e com as espécies químicas primárias. Este método dá uma indicação direta das características do raio cósmico primário: a partir da taxa de emissão de fluorescência como função da profundidade na atmosfera temos uma medida do perfil longitudinal do chuva. A integral desse perfil é a energia total dissipada por processos eletromagnéticos, o que corresponde à aproximadamente 90% da energia do raio cósmico primário [31]. O fator de conversão do número de fótons emitidos para energia depositada é a chamada produção de fluorescência (*fluorescence yield*). Esta é uma quantidade dependente das condições atmosféricas (temperatura, pressão e umidade) e do comprimento de onda emitido como pode ser visto em [62]. Considerando uma emissão na faixa de 337 nm pelo nitrogênio atmosférico à temperatura de 293K e sob 1013 hPa de pressão, a conversão é de  $(5.05 \pm 0.71)$  fótons/MeV de energia depositada [63]. Além do *fluorescence yield*, como a luz deve atravessar parte da atmosfera até a detecção, temos um fator de transmissão de fótons que deve ser obtido também de acordo com as condições atmosféricas e o comprimento de onda da radiação. A grande vantagem da detecção via luz de fluorescência é a determinação quase calorimétrica da energia do raio cósmico primário. Isso significa essencialmente que a medida é direta, quase independente de modelos. A dependência em modelos aparece somente para levar em conta cerca de 10% de energia que não é dissipada de forma eletromagnética (múons e neutrinos altamente energéticos). Como essa técnica tem o ar como calorímetro, o qual está sujeito a grandes variações, é necessário um controle minucioso das condições atmosféricas a fim de atingir a precisão necessária para a medida. Mudanças nos parâmetros atmosféricos influenciam não somente na emissão de fótons através do *fluorescence yield* como também na transmissão dessa luz até o detetor. Assim, fica claro que além da necessidade de um detetor capaz de coletar com eficiência os fótons emitidos pelo nitrogênio, é preciso um sistema de monitoramento atmosférico.

### 2.2.1 Descrição do detetor de fluorescência

O detetor de fluorescência do Observatório Pierre Auger consiste de 24 telescópios em quatro locais de observação ligeiramente mais elevadas (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla e Coihueco). Eles estão localizados no perímetro do Observatório (veja figura 2.1), com um campo de visão de  $30^\circ \times 30^\circ$ . Na figura 2.6 pode ser visto o arranjo dos telescópios de uma estação. A combinação dos seis detetores fornece  $180^\circ$  de visão

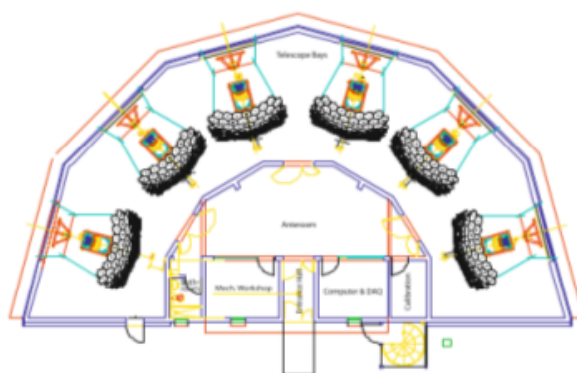


Figura 2.6: Representação esquemática de um local de observação de detetores de fluorescência no Observatório Pierre Auger [64].

em azimute. Adicionalmente a esse conjunto, o sítio Coihueco abriga a 3 telescópios mais em uma estação a parte, um sub-conjunto conhecido como HEAT (*High Elevation Auger Telescopes*), capazes de observar partículas de energia mais baixa. No HEAT, a elevação dos telescópios é otimizada para observar partículas com energia de  $\sim 10^{17}$  eV. Cada detetor é um sistema ótico composto por uma janela de entrada com filtro de luz, uma abertura circular, anéis corretores, espelhos focalizadores e uma câmera com fotomultiplicadoras. Os telescópios estão instalados em uma sala limpa com controle de temperatura juntamente com um sistema de aquisição de dados. A luz de fluorescência entra pela janela e é focalizada pelos espelhos de  $\approx 12 \text{ m}^2$  na câmera. A figura 2.7 mostra um esquema dos detetores. Após uma janela principal de entrada, a qual pode ser fechada quando não há condições de operação, temos uma abertura circular com  $3,2 \text{ m}^2$  onde estão



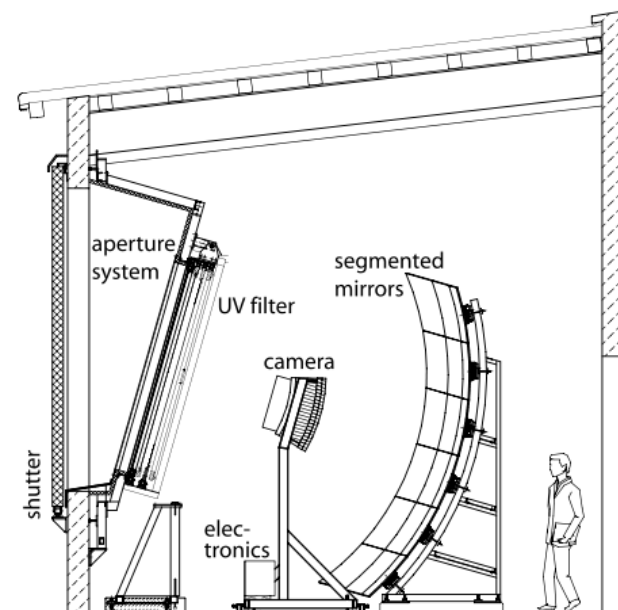


Figura 2.7: Componentes de cada detector de fluorescência [64].

situados um anel de lentes corretoras e um filtro que absorve luz visível e transmite luz na faixa UV (Ultra Violeta) até um comprimento de onda na faixa de 290 – 410 nm, incluindo quase todo espectro de emissão de fluorescência do nitrogênio. Sem o filtro não seria possível observar o sinal da luz de fluorescência devido aos fótons na faixa do visível. O anel corretor é um dispositivo óptico com a função de corrigir aberrações na imagem obtida pela câmera. O próprio tamanho da abertura foi escolhido a fim de minimizar essas distorções. O conjunto é capaz de manter a imagem de uma fonte pontual distante localizada no campo de visão do telescópio com dispersão angular de  $0,5^\circ$  e cada pixel da câmera tem um campo de visão de  $1,5^\circ$ .

O espelho focalizador da luz de fluorescência coletada tem  $3,5\text{m} \times 3,5\text{m}$ . Para reduzir os custos e o peso do sistema óptico ele foi construído de forma segmentada com duas configurações: a partir de 36 partes retangulares de espelhos de alumínio anodizado ou utilizando 60 espelhos hexagonais de vidro com camada refletiva depositada a vácuo. Em ambos, os segmentos tem um raio interior de 3400 mm podendo apresentar desvios até 3420 mm. Os sítios Los Leones e Los Morados tem telescópios com a primeira montagem

enquanto a segunda é utilizada em Loma Amarilla e Coihueco. Os espelhos apresentam uma refletividade média para  $\lambda = 370$  nm que excede 90% e tem rugosidade menor que 10 nm. Na figura 2.8 é mostrado um protótipo de telescópio de fluorescência. O componente

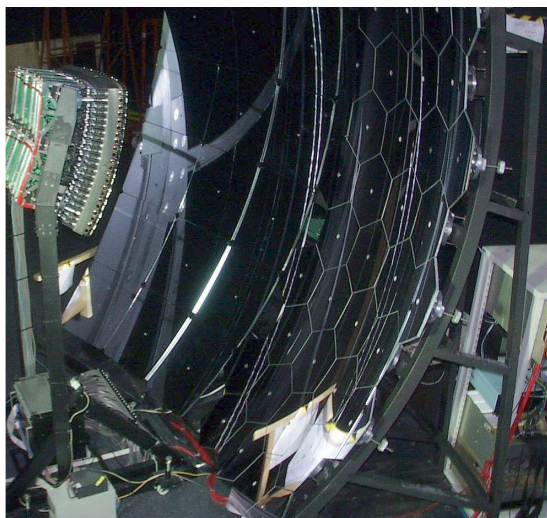


Figura 2.8: Protótipo de um telescópio de fluorescência [65].

sensível do detetor é a câmera localizada no foco do espelho. Ela é composta por 440 pixels hexagonais organizados em uma matriz de 22 linhas e 20 colunas. Cada pixel tem um campo de visão de  $1,5^\circ$ , o que combinados correspondem a  $30^\circ$  em azimute e  $28,1^\circ$  em elevação. No interior de cada pixel está instalado um tubo fotomultiplicador (*PMT - Photo Multiplier Tube*) cuja função é converter a luz de fluorescência em um sinal elétrico proporcional à quantidade de fótons. Todo sistema ótico de detecção foi estudado via simulações de Monte Carlo e testado experimentalmente. Informações adicionais sobre o detetor podem ser obtidas em [66].

O chuveiro é essencialmente uma frente de partículas relativísticas propagando-se na atmosfera ao longo de um eixo e sua passagem aparecerá na câmera como uma linha reta de pixels com sinais que apresentam uma sequência temporal. A geometria do traço obtido pelo detetor junto com a informação temporal dos sinais de cada pixel serão utilizados pelo sistema de aquisição de dados (*DAQ - Data Acquisition System*) na discriminação de eventos reais vindos de chuveiros dos eventos espúrios associados a defeitos da eletrônica.

A aquisição de dados, sua eletrônica associada e a reconstrução de um chuvaeiro a partir dos telescópios FD estão descritos em detalhes em [66].

### 2.2.2 Calibração dos detetores de fluorescência

O detetor de fluorescência tem duas tarefas básicas: reconstruir o perfil longitudinal do chuvaeiro e o número total de fótons de fluorescência gerados. A detecção é feita a uma certa distância do chuvaeiro o que, devido ao campo de visão limitado do detetor e espalhamento dos fótons pelas moléculas presentes no ar, implica na observação de somente uma fração da luz originalmente gerada. Para cumprir seus objetivos, primeiramente o detetor deve ser calibrado relacionando o sinal integrado dos tubos PMTs com o número de fótons observados. A técnica de calibração absoluta [67] utiliza uma fonte de luz padronizada (com suas características previamente determinadas com câmeras CCD) de 2,5 m de diâmetro. O tambor, como é conhecida a fonte de luz portátil, foi construído de forma a iluminar uniformemente todos os 440 pixels da câmera. O feixe de luz utilizado pode ser monocromático com comprimento de onda  $\lambda = (375 \pm 12)$  nm utilizando um LED UV pulsante ou pode cobrir uma faixa de frequências utilizando uma lâmpada de xenônio [68]. O tambor é montado no diafragma do telescópio e a razão entre a luz emitida e a luz detectada pelas PMTs fornece a calibração necessária. A calibração absoluta é verificada com um procedimento a parte onde um laser é disparado na atmosfera e detectado pelo telescópio [69]. Além da calibração absoluta, a cada início e fim de operação do detetor, uma calibração relativa é feita [69]. A calibração relativa é utilizada para corrigir variações na calibração absoluta que podem ocorrer devido a mudanças sazonais, flutuações noite a noite no funcionamento e diferença na resposta da câmera. Com a câmera calibrada, o número de fótons coletados pelo detetor é apenas uma fração do total gerado ao longo do eixo do chuvaeiro. A obtenção do número total de fótons emitidos pelo chuvaeiro depende de propriedades atmosféricas de absorção e espalhamento da luz e da geometria do detetor. Além disso, a conversão da intensidade da luz medida em energia depositada através

da *fluorescence yield* requer o conhecimento das condições atmosféricas. O Observatório Pierre Auger tem um extenso programa de monitoramento atmosférico [70] cujo objetivo é medir os parâmetros para determinação adequada da *fluorescence yield* e estudar o espalhamento Rayleigh (espalhamento pelas moléculas da atmosfera) e o espalhamento Mie (espalhamento por partículas mais pesadas chamadas de aerossol). Em resumo, o monitoramento é feito por:

**CLF (Central Laser Facility):** Localizado no meio do Observatório, é uma central que abriga um laser UV e um aparato óptico capaz de gerar um feixe de luz calibrado no céu. A CLF é um feixe teste utilizado para monitorar a atmosfera e, paralelamente, a calibração absoluta.

**Lidar (Light Detection And Ranging):** Laser UV pulsados de alta repetição geram pulsos de luz na atmosfera em direções de interesse. A luz espalhada de volta para o detetor é detectada por fotomultiplicadoras instaladas no foco de espelhos parabólicos. Seu objetivo é monitorar a atmosfera na região do FD. Quando ocorre um evento de alta energia a região do plano do chuveiro também é escaneada. Eventos do FD em coincidência com disparos do LIDAR são descartados.

**APFs (Aerosol Phase Function monitor):** Determina as propriedades de espalhamento por aerossol na atmosfera utilizando feixes de luz horizontais produzidos por uma lâmpada de Xenônio para calcular a probabilidade da luz espalhar em uma certa direção [64].

**HAM (Horizontal Attenuation Monitor):** Determina o comprimento de extinção horizontal combinado dos espalhamentos Rayleigh e Mie através da intensidade de luz medida perto de uma fonte de luz (lâmpada de vapor de mercúrio) e longe dessa fonte (a aproximadamente 50 km) As propriedades dos espalhamentos Mie e Rayleigh são utilizadas para inferir o número total de fótons de fluorescência gerados na passagem do chuveiro. Como fótons oriundos de efeito Cherenkov (descrito na próxima seção) também podem contribuir para o sinal no FD, esse efeito também deve ser levado em

consideração. No detetor de fluorescência, uma cascata é detectada como uma sequência temporal de pixels que são ligados na câmara. A disposição destes pixels ligados deve manter uma correspondência espacial e temporal. Algoritmos específicos para reconstruir a geometria da cascata a partir da geometria observada na câmara têm sido desenvolvidos e são descritos em detalhe em [64]. Obtida a geometria do chuveiro e corrigido todos os fatores que podem afetar o sinal no detetor (luz Cherenkov direta e dispersada, absorção atmosférica, condições climáticas, etc.), a calibração fornece o número de fótons de fluorescência produzidos ao longo do desenvolvimento em cascata. Em seguida, o "rendimento de fluorescência" permite calcular a energia depositada  $dE/dX(X_i)$  no campo de visão da  $i$ -ésima, fototubo correspondente a uma profundidade atmosférica  $X_i$ . Por fim, para cada câmara com sinal é ajustado pela função de Gaisser-Hillas. A integral da função corresponde à energia total depositada e permite calcular a energia do primário. A maior vantagem do detetor de fluorescência é a determinação quase calorimétrica da energia, a qual fornece uma medida de energia com grande acurácia, reduzindo erros sistemáticos. O telescópio utilizado no Observatório Pierre Auger tem incerteza sistemática de 15,6 % [71] na determinação da energia. Essa incerteza total é resultado de erros sistemáticos na calibração, reconstrução, parâmetros atmosféricos, *fluorescence yield* e energia invisível. A desvantagem desse detetor é sua sensibilidade que só permite que o mesmo opere cerca de 10% – 15% do tempo. O FD funciona somente em noites escuras com céu aberto onde o sinal UV não é sobreposto pela luz da lua nem bloqueado por nuvens. Ventos de alta velocidade também podem ser prejudiciais ao telescópio.

## 2.3 Reconstrução de modo híbrido

Chuveiros detectados em forma conjunta entre SD e FD são reconstruídos de forma independente. No FD, um chuveiro de raios cósmicos é detectado como uma sequência de pixels que dispararam e acionaram um gatilho. Este padrão define o *plano detetor do chuveiro* (SDP), como se mostra na figura 2.9. Esse plano contém o eixo de chuveiro, e é

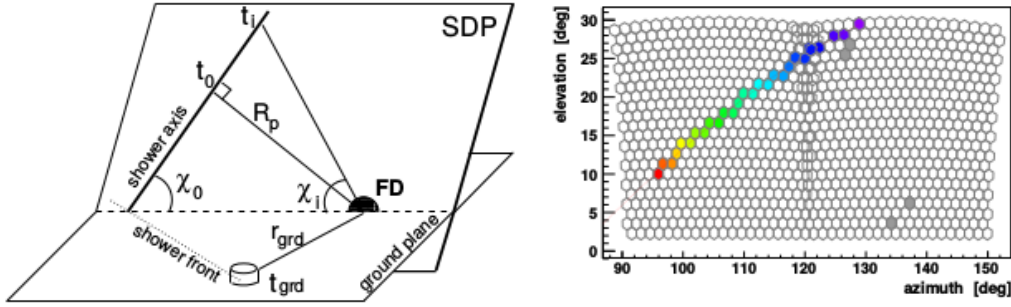


Figura 2.9: Ilustração de reconstrução híbrida. O plano detetor do chuveiro (SDP) e os parâmetros geométricos relevantes para a reconstrução são mostrados em conjunto com o padrão de pixels iluminados para a câmera de fluorescência [72]

determinado pela minimização da soma dos produtos escalares da normal  $\vec{n}$  ao SDP com as direções dos pixels  $\vec{r}_i$ :  $\chi_{SDP}^2 = \sum_i w_i (\vec{n} \cdot \vec{r}_i)^2 / \sigma_{SDP}^2$ , onde o sinal recolhido em cada pixel é usado como o peso  $w_i$ . A precisão da reconstrução da direção ( $\sigma_{SDP}$ ) é medida usando disparos de laser de geometria conhecida e verificou-se ser de cerca de  $0,35^\circ$ .

A informação de temporização dos pixels é usado para reconstruir o eixo do chuveiro dentro do SDP supondo emissão instantânea de luz e propagação em linha reta no vácuo. O tempo previsto de chegada da luz no pixel  $i$  é identificado pelo seu ângulo de elevação  $\chi_i$  e é dado pela próxima equação:

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \chi_0 - \chi_i}{2}\right), \quad (2.4)$$

onde  $R_p$  é a distância de aproximação máxima,  $t_0$  é o tempo em que o frente do chuveiro atinge a distância  $R$  e  $\chi_0$  é o ângulo entre o eixo de chuveiro e a horizontal. Estes parâmetros são estimados a partir de um melhor ajuste para os pontos experimentais, minimizando a soma dos quadrados das diferenças entre os tempos medidos e previstos pesadas pelo inverso das incertezas dos tempos medidos, expressado como:

$$\chi_{tempo}^2 = \sum_i (t_i - t_{medido}) / \sigma_{t_i}^2, \quad (2.5)$$

Nem toda a energia de uma partícula de raios cósmicos primários acaba na parte eletromagnética de um chuvaire no ar. Neutrinos escapam sem serem detectados e múons de alta energia precisam de um caminho longo para liberar sua energia. Esta energia não detectada é às vezes chamada de energia invisível e geralmente é contabilizada corrigindo a energia eletromagnética  $E_{em}$  detectada pelos telescópios de fluorescência. O fator invisível  $f_{inv}$  é determinado a partir de simulações do chuvaire para obter a energia total do chuvaire  $E_{FD} = f_{inv}E_{em}$ . A correção da energia invisível é baseado na simulação de chuvaire de prótons e ferro com modelos como QGSJet [?], o que soma cerca de 10% para 10 EeV. A probabilidade de produção de neutrinos muônicos tem dependência de energia devido às probabilidades de decaimento do méson na atmosfera. Assim, o fator  $f_{inv}$  depende da energia para os diferentes modelos de interação hadrônica e também está sujeito a flutuações chuvaire-a-chuvaire. As incertezas estatísticas  $\sigma_{E_{FD}}$  da energia total  $E_{FD}$  medida pelos telescópios de fluorescência são compostas pela incerteza estatística do fluxo de luz  $\sigma_{flux}$ , pela incerteza devido à localização central e direção chuvaire  $\sigma_{geo}$ , pela incerteza sobre a correção da energia invisível  $\sigma_{inv}$  e a incerteza relacionada ao perfil medido da profundidade óptica de aerossol vertical (VAOD: vertical aerosol optical depth profile)  $\sigma_{atm}$ . A incerteza relativa total é de cerca  $\sigma_{E_{FD}}/E_{FD} = 9\%$  e não depende fortemente da energia.

Até agora, o procedimento descrito foi para a reconstrução utilizando FD monocular. No entanto, a precisão na orientação do eixo de chuvaire degrada-se quando a velocidade angular medida  $d\chi/dt$  permanece constante durante o tempo de observação. Neste caso, a função dada na equação 2.3 degenera numa uma linha e os parâmetros de ajuste tornam-se correlacionados, levando a grandes incertezas na determinação da geometria do chuvaire. Isto é demonstrado na figura 2.10, em que a elipse vermelha engloba os resultados da reconstrução monocular para um evento real. A reconstrução híbrida é efetivamente realizada utilizando apenas o tempo da estação com o maior sinal. A precisão de reconstrução de eventos híbridos é muito melhor do que pode ser conseguido usando

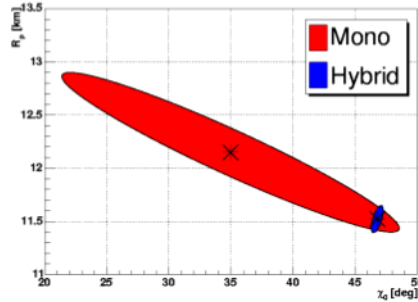


Figura 2.10: Incerteza de reconstrução geométrica do chuveiro pelo FD monocular (vermelho) versus incerteza híbrida (azul) [72].

dados de detetor de superfície ou detetor de fluorescência de forma independente. Por exemplo, a resolução angular e resolução de energia de medições híbridas em 1 E eV é melhor do que  $0.5^\circ$  e 6%, respectivamente.

### 2.3.1 Calibração da energia do SD pelo FD

Os eventos híbridos detectados pelos SD e FD fornecem reconstruções independentes da energia. Como a energia reconstruída pelo FD é mais precisa do que a reconstruída pelo SD, é aproveitada para calibrar a energia reconstruída dos eventos (verticais e inclinados) detectados pelo SD. As medições FD devem passar por cortes de qualidade destinado a selecionar perfis longitudinais de alta qualidade, observados com boas condições atmosféricas, incluindo a condição de que a profundidade máxima do chuveiro  $X_{max}$  esteja dentro do campo de visão (FOV) dos telescópios.

Para o caso de eventos verticais, cada evento híbrido com a energia medida pelo FD  $E_{FD}$ , teve o estimador de energia do SD  $S_{38^\circ}$  determinado a partir da medição de  $S(1000)$  usando o método da intensidade constante. O procedimento do FD utilizado para estimar a energia  $E_{FD}$  é o mesmo descrito na seção acima. A relação do  $S_{38}$  e  $E_{FD}$  para o conjunto de 795 eventos híbridos registrados entre 2004 a 2008, selecionados na região de energia onde o SD é totalmente eficiente ( $E \geq 3$  EeV), é bem descrita por uma função lei de



potência,

$$E = a S_{38}^b, \quad (2.6)$$

como mostrado na figura 2.11. Os resultados de um ajuste para os dados são:

$$a = (1.51 \pm 0.06(est) \pm 0.12(sist)) \times 10^{17} \text{ eV}$$

$$b = 1.07 \pm 0.01(est) \pm 0.04(sist)$$

$S_{38}$  cresce de forma quase linear com a energia. O desvio da raiz quadrada média da distribuição é de cerca de 17%, como mostrado na figura 2.11 [73].

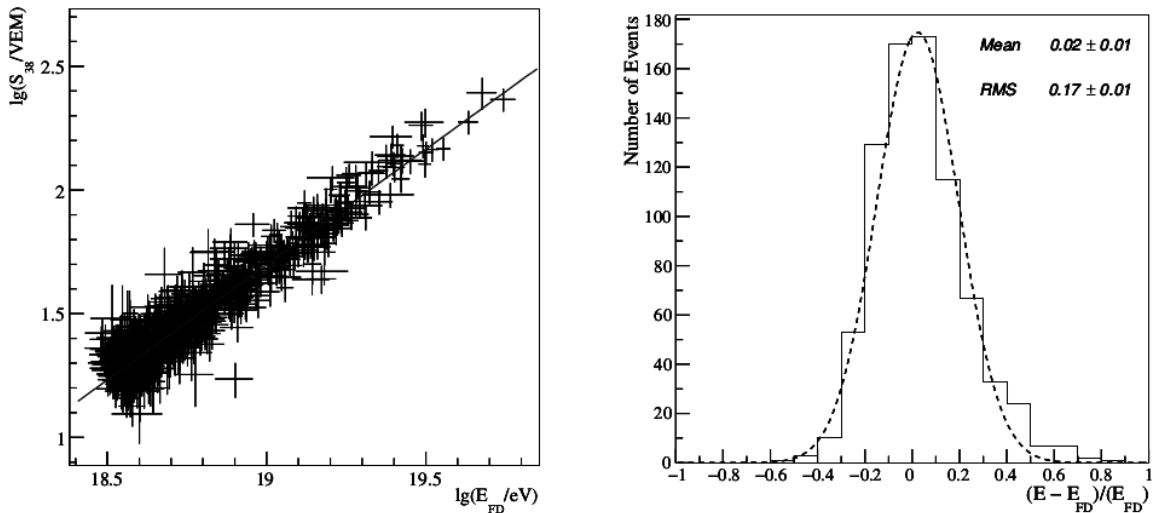


Figura 2.11: **Direita**, correlação entre  $lgS_{38}$  e  $lgE_{FD}$  para um conjunto de eventos híbridos utilizados no ajuste. A linha representa o melhor ajuste. **Esquerda**, Diferença fracional entre a energia calorimétrica  $E_{FD}$ , e a estimativa da energia do detector de superfície  $E$ , obtido pela curva de calibração, para os 795 eventos selecionados [73].

Para o caso de eventos inclinados com ângulos zenitais entre  $60^\circ$  e  $80^\circ$ , registrados a partir de Janeiro de 2004 a 30 de setembro de 2013, um total de 255 eventos híbridos foram selecionados. A correlação entre o estimador de energia  $N_{19}$  e a energia híbrida calorimetria  $E_{FD}$  é bem descrita por uma função lei de potência simples

$$N_{19} = A' \left( \frac{E_{FD}}{10^{19} \text{ eV}} \right)^{B'}. \quad (2.7)$$

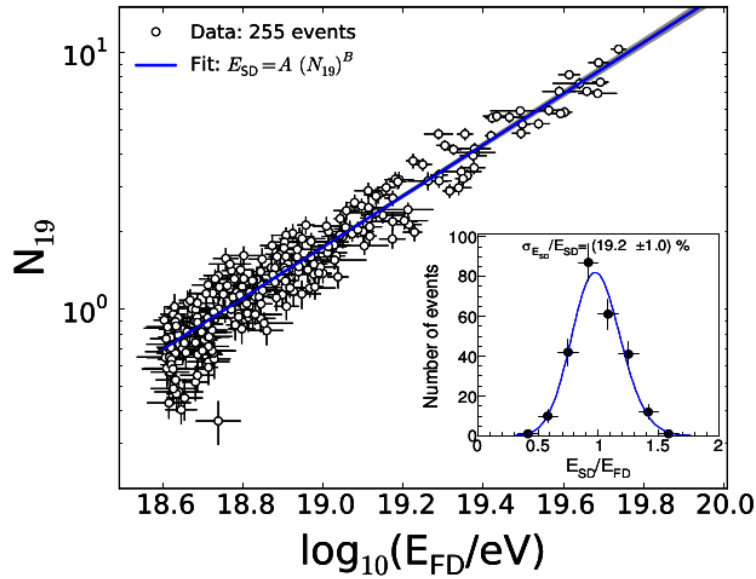


Figura 2.12: Correlação entre o parâmetro de tamanho chuvaire  $N_{19}$ , e energia híbrida reconstruída  $E_{FD}$  com FD, para os dados híbridos selecionados com  $\theta > 60^\circ$  utilizadas no ajuste. As incertezas indicadas pelas barras de erro. A linha sólida representa o melhor ajuste da lei de potência  $E_{SD} = A(N_{19})^B$  para aos dados. A distribuição da taxa correspondente da energia do SD  $E_{SD}$  para a energia FD  $E_{FD}$  está representada na parte inferior [6].

O ajuste é baseado num método de máxima verossimilhança adaptada [74] que inclui tanto as incertezas de  $N_{19}$  e  $E_{FD}$  sem depender de aproximações. O ajuste resultante para os dados selecionados está ilustrado na figura 2.12. Ao inverter a função ajustada, a estimativa da energia do SD é dada como  $E_{SD} = A(N_{19})^B$  e os parâmetros de calibração são  $A = (5.701 \pm 0.086) \times 10^{18}$  eV e  $B = 1.006 \pm 0.018$  [6]. Embora incertezas estatísticas das constantes de calibração A e B afetem a escala de energia SD, sua contribuição é pequena (de 1.5% em  $10^{19}$  eV para 4.5% em  $10^{20}$  eV), diminuindo à medida que aumenta o número de eventos. A incerteza sistemática total  $E_{SD}$  varia entre 14% em  $10^{19}$  eV e 17% em  $10^{20}$  eV. A resolução de energia média SD resultante é estimada em  $19 \pm 1\%$  [6] (na parte inferior da figura 2.12) e é dominada por chuviros de baixa energia devido ao número limitado de eventos nas mais altas energias.

## Capítulo 3

# O Experimento Telescope Array

O experimento Telescope Array (TA) está localizado em um deserto a 1400 m acima do nível do mar centrado em  $39.3^\circ$  latitude Norte e  $112.9^\circ$  longitude Oeste, a 250 km ao sudoeste da cidade de Salt Lake, em Utah-USA. O experimento consiste em detectores de superfície (SDs) e detectores de fluorescência (FDs) [10]. Com o objetivo de estudar UHECRs, TA começou a observação de modo híbrido em março de 2008. A figura 3.1 mostra o mapa dos diferentes componentes do experimento.

### 3.1 Detector de superfície

A matriz do detector de superfície do TA consiste de 507 estações cintiladores, cobrindo uma área de  $\sim 680 \text{ km}^2$  em uma grade quadrada de 1200 m de lado [8].

#### 3.1.1 Descrição dos detectores de superfície

A área de coleta de cada estação é de  $3 \text{ m}^2$ , otimizada para a detecção dos chuviros de raios cósmicos com energia primária  $E_p \geq 10^{19} \text{ eV}$ . As estações são auto-alimentadas com painéis solares de  $1 \text{ m}^2$  que podem gerar até 125 W. Uma única bateria de ciclo profundo mantém carga suficiente para alimentar os detectores durante a noite e durante os períodos nublados. A figura 3.2 mostra as partes de um detector de SD montado no campo. Cada estação superfície consiste em duas camadas de plástico cintilador, cada um

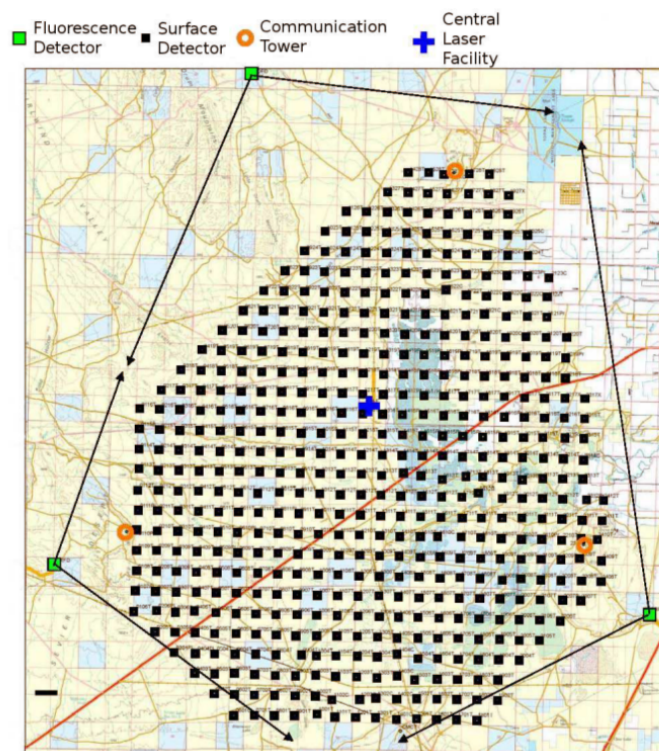


Figura 3.1: Mapa do Experimento Telescope Array. Os quadrados verdes são as três estações FDs; os quadrados pretos representam a matriz de 507 estações; a cruz azul no centro é a CLF (Central Laser Facility), os círculos são as torres de comunicação. [10].

ligado a uma tubo PMT por cordões de cabos de fibra óptica, como é mostrado na figura 3.3. Quando as partículas dos raios cósmicos secundárias passam através dos cintiladores da estação, fótons de fluorescência são produzidos no plástico. Os fótons são coletados por fibra óptica e transmitidos às PMTs. O sinal produzido pelos PMT é digitalizado usando o Flash conversão de analógico para digital (FADC) em bins de 20 ns e gravado [76].

### 3.1.2 Cadeia de gatilho dos detectores de superfície

O gatilho da matriz SD consiste em duas partes: um gatilho local para cada estação, o qual faz o SD armazenar as formas de onda para um buffer, e um gatilho de nível acolhimento que permite que as torres de comunicação recebam as formas de onda previamente conservadas no buffer. Os gatilhos locais dos SDs têm dois níveis marcados, 0 e 1, que

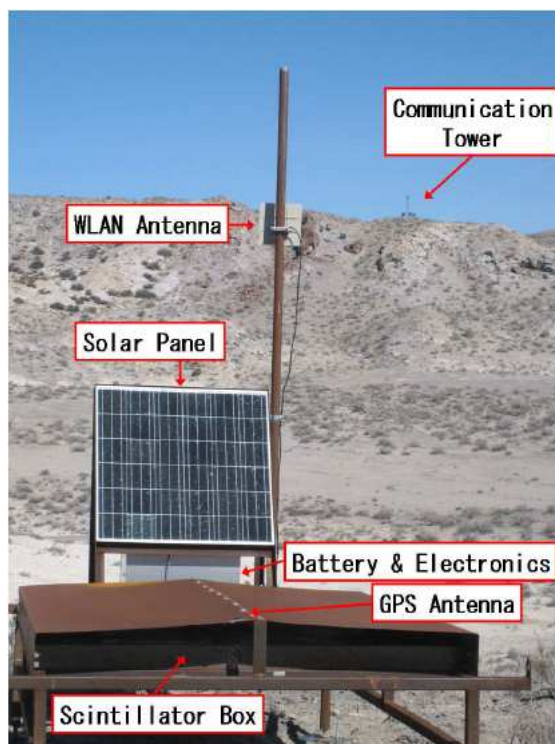


Figura 3.2: O SD no campo. A caixa eletrônica e caixa de cintilador estão na armação de ferro. Uma unidade eletrônica, o painel solar, e a caixa de cintilador estão montados na plataforma sob o telhado [75].

se baseiam em integrais de uma janela de 8 bins do FADC, correspondendo a 160 ns. O gatilho mais baixo, de nível 0, ocorre quando essa integral atinge uma contagem de 15 no FADC, que faz com que a estação armazene 128 bins, ou 2560 ns, em forma de onda. O limiar para o gatilho de nível 1 é alcançado quando a janela de 8 bins contém o contagem de 45 no FADC. Isso faz a estação armazenar e informar a torre que ocorreu um gatilho nesse nível. Na figura 3.4 são mostradas as formas de onda e os níveis dos gatilhos 0 e 1. O gatilho de nível 2, que corresponde a um gatilho de nível de evento, ocorre na torre de comunicação quando esta recebe notificações que aconteceu um gatilho de nível 1 a partir de três ou mais estações adjacentes. Em seguida a torre recolhe as formas de onda de todos os buffer selecionados dos SDs [10].

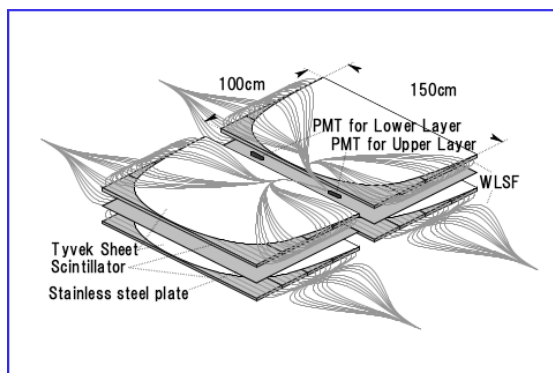


Figura 3.3: Dentro de uma caixa as placas de cintilador, fibras ópticas WLS e PMTs. Um total de 104 fibras WLS são colocados em cada camada para coletar e transmitir luz de cintilação a um PMT [75].

### 3.1.3 Calibração dos detectores de superfície

As estações são calibradas utilizando o sinal produzido por múons atmosféricos, gerados por raios cósmicos de baixa energia. Múons atmosféricos atingem os detectores do SD a uma taxa média de 20 por segundo e depositam uma quantidade previsível de energia nos cintiladores, correspondente ao mínimo de energia ionizante para múons. Isto permite fazer calibrações em relação a uma única partícula mínima ionizante (MIP). Dentro de um intervalo de 10 minutos, todos os gatilhos locais de cada estação são somados ao longo de 24 bins e o resultado é armazenado em um histograma. O pico da distribuição de sinais de fundo corresponde à resposta do detector a partir de um único múon, já que as chegadas individuais são as mais frequentes. Em seguida, o pico é ajustado e fornece o resultado da conversão de contagens do FDAC de partículas carregadas que passam pelo detector. O valor mais provável (MPV) da energia depositada é de 2.05 MeV, ajustado com os dados. Este valor é tomado como a energia depositada por um VEM (Equivalente vertical Muon). Um método complementar é usado para encontrar o valor de base nas formas de onda das estações. Neste caso, cada janela de 8 bins que não tenha sinal suficiente para provocar gatilho no nível 0 é somada ao longo de seus 8 bins e gravado em um histograma base num período de 10 minutos. Este histograma será o valor base [10].

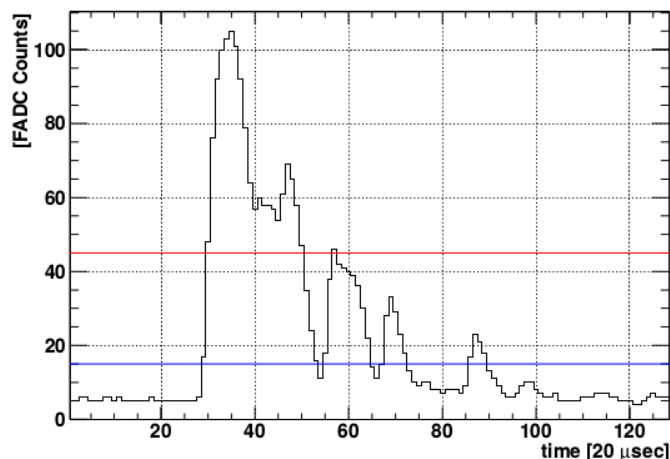


Figura 3.4: Mostra a forma de onda digitalizada para um evento SD, mostrando como referência o número de contagens FADC necessários para um gatilho de nível 0 (azul) e nível 1 (vermelho) [10].

### 3.1.4 Reconstrução de chuviros

A partir do sinal fornecido pelas estações, após serem filtrados pelos gatilhos, é feita a reconstrução do chuviro. A reconstrução determina a geometria e a energia dos eventos usando esses sinais. Este processo envolve três etapas de processamento: os passos 0, 1 e 2. O passo 0 analisa os dados bruto. Ele escaneia os traços da FADC e encontra o tempo do sinal. Além disso calibra o sinal usando um 1 MIP e o VEM (Vertical Equivalent Muon).

O Passo 1 leva todas as informações a partir dos eventos acionados (um mínimo de 3 estações adjacentes) e adapta-se a geometria do chuviros. Em primeiro lugar, determina-se quais estações fazem parte do evento, e quais detectores foram ativados apenas pelo ruído eletrônico. Isto é feito incluindo apenas estações que são consideradas contíguas no espaço e no tempo. Estações dentro de  $\sqrt{2}$  vezes o espaçamento da estações são consideradas contíguas no espaço, incluindo as estações na diagonal. Dois contadores com uma diferença de tempo (dividida pela velocidade da luz) igual ou inferior ao seu espaçamento são consideradas contíguas no tempo. Estações que não se encaixam nesse padrão de critérios de reconhecimento são removidos como ruído eletrônico ou múons

aleatórios. Em seguida, usando a hipótese de que as partículas de chuva viajam à velocidade da luz, o programa encontra a direção vetorial do chuva, usando os tempos de disparo do gatilho de cada SD no evento. A figura 3.5 mostra um esquema da frente do chuva, onde as variáveis apresentadas são úteis para determinar a geometria do chuva. O que se busca, é minimizar a função  $\chi^2$  na equação 3.1, variando os parâmetros  $T_0$ ,  $R_x$ ,  $R_y$ ,  $\theta$ , e  $\phi$ , dentro do contexto da equação [76].

$$\chi_{geome}^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(t_i - t_i^F)^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{|R - R_{COG}|^2}{\sigma_{R_{COG}}^2} \quad (3.1)$$

onde  $R$  representa a posição do núcleo do chuva no chão.  $R_{COG}$  representa a posição do núcleo calculado pelo centro de gravidade (GOG: Center Of Gravity). O qual é calculado utilizando as alturas de impulso dos sinais a partir de cada estação acionada e é utilizado como o ponto de partida para o cálculo do núcleo no SD. A função de ajuste de temporização ( $t_i^F$ ), e incerteza no tempo  $\sigma_{t_i}$  para cada estação são definidas pelas equações 3.2 e 3.3.

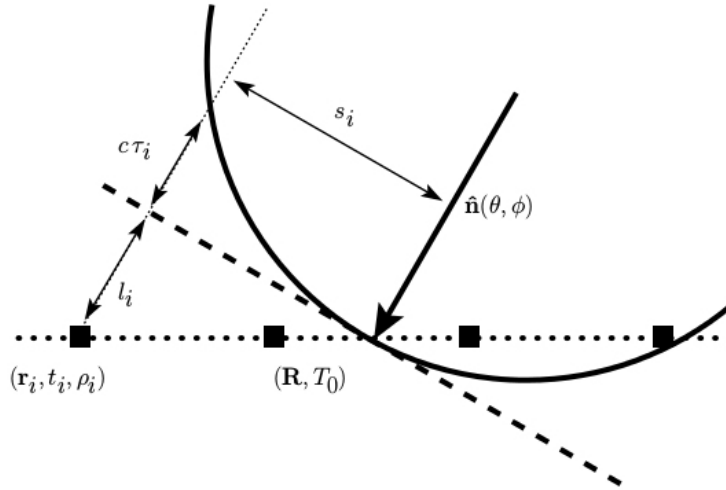


Figura 3.5: Parâmetros para reconstruir o chuva a partir das estações de SD [76].

$$t^F = T_0 + \frac{l}{c} + \tau \quad (3.2)$$



$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\tau^2} \quad (3.3)$$

Aqui,  $\tau$  representa o tempo de atraso da frente do chuveiro para cada estação  $i$ ,  $c$  é a velocidade da luz, e  $T_0$  é o tempo que o núcleo do chuveiro atinge o plano do SD. A incerteza  $\sigma_t$ , é definida pelas incertezas tanto no tempo de atraso ( $\sigma_\tau$ ) quanto na temporização eletrônica ( $\sigma_e = 20$  ns). Finalmente,  $G$  é definido como a distância ao longo do eixo de propagação do núcleo do chuveiro até a estação  $i$ , definida pela equação 3.4.

$$i = (\vec{r} - \vec{R}) \cdot \hat{n}(\theta, \phi) \quad (3.4)$$

Onde  $\vec{R}$  é a posição do núcleo do chuveiro no chão com respeito ao CLF,  $\vec{r}$  é a posição da estação  $i$  no chão e  $\hat{n}(\theta, \phi)$  é o vector de unidade na direção do núcleo do chuveiro como função dos ângulos zenith ( $\theta$ ) e azimute ( $\phi$ ), para mais detalhes veja [76].

O passo 2 é a etapa final de reconstrução para os eventos SD. Os gatilhos nas estações são ajustados pela função de distribuição lateral (LDF: Lateral Distribution Function) a mesma usada pelo experimento Agasa para minimizar a função  $\chi^2$  [76].

$$\chi_{LDF}^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(\rho_i - \rho_i^F)^2}{\sigma_\rho} + \frac{|R - R_{COG}|^2}{\sigma_{R_{COG}}^2}, \quad (3.5)$$

O segundo termo da equação é o mesmo da equação 3.1, e  $\rho_i^F$  representa a densidade de partículas recolhidas pela estação  $i$  a distâncias perpendiculares ao eixo do chuveiro [76].

## 3.2 Detector de fluorescência

O TA tem três estações FDs, duas utilizando um novo projeto de FD produzido pelo Instituto de Pesquisa de Raios Cósmicos (ICRR) na Universidade de Tóquio, e um que consiste no acondicionamento dos espelhos do experimento HiResI, PMTs e partes eletrônicas que foram reusadas pela Universidade de Utah [10]. As estações FD receberam nomes de acordo com as características geográficas dos locais nos quais foram construídas. As duas

construídas com o projeto de ICRR estão localizados no sudeste e no sudoeste da matriz do SD, e são chamados de Black Rock Mesa (BR) e Long Ridge (LR) respectivamente FD-TA. A terceira estação de FD está localizada na parte norte da matriz e nomeada como Middle Drum (MD), na base da Montanha Middle Drum. Cada telescópio consiste em um grande espelho esférico que focaliza a luz em uma caixa com 256 PMTs, criando uma imagem de  $\sim 1^\circ$  resolução angular [10].

### 3.2.1 Descrição dos detectores de fluorescência

A BR e LR cada um tem 12 telescópios, cada telescópio consiste de um espelho primário de 3.3 m de diâmetro e uma câmara de fotomultiplicadores. O BR e LR tem um campo de visão de  $110^\circ$  no ângulo azimutal e  $30^\circ$  em altitude, vista a partir de  $3^\circ - 33^\circ$  acima do horizonte. O detector LR tem o campo de visão orientado para o Nordeste, enquanto o detector BR olha para o Noroeste, de modo que o centro dos campos de visão dos FDs se sobrepõem no centro da matriz do SD, como se mostra na figura 3.1. O espelho primário é segmentado em dezoito pequenos espelhos hexagonais. A câmara de PMTs está composta por uma matriz de  $16 \times 16$  PMTs e tendo uma área efetiva de  $860 \text{ mm} \times 992 \text{ mm}$ , está situado a uma distância de 3000 mm do espelho. A saída do conjunto de 256 PMTs é digitalizado com o conversor analógico digital rápido (FADC) em 100 ns [76]. A estação Middle Drum olha  $120^\circ$  em azimute e  $30^\circ$  em altitude, está direcionada para o lado norte da matriz de SD. A abertura é dividida em 14 espelhos em dois anéis, um a partir de  $3^\circ - 17^\circ$  e outro de  $17^\circ - 32^\circ$  em altitude. Na figura 3.6 se mostra um par de espelhos dos sete pares que tem o MD.

### 3.2.2 Gatilho dos detectores de fluorescência

O sistema de gatilho de BR e LR é composto por três níveis de gatilho. O gatilho de nível 1 está na saída dos PMTs. Ele seleciona os PMTs que têm um total de 6 sigma de sinal acima do fundo do céu noturno (o fundo do céu noturno é medido como a média de



Figura 3.6: Na foto um par de espelho de MD, o telescópio da direita aponta de  $3^\circ - 17^\circ$  acima do horizonte, enquanto da esquerda de  $17^\circ - 31^\circ$  acima do horizonte [76].

PMTs sem sinais). O nível 2 é obtido pelo gatilho Track Finder (TF), esse módulo realiza reconhecimento de padrões nos PMTs selecionados pelo gatilho do "nível 1". Para facilitar isso, uma matriz de  $5 \times 5$  PMTs é varrida nos 256 PMTs da câmara, em busca de padrões de 3 PMT adjacentes. Para lidar com eventos de PMTs ao longo das bordas da câmara, uma pequena matriz  $4 \times 4$  PMTs varre verticalmente ao longo das bordas da câmara. Quando a condição de gatilho TF é satisfeita, é comunicado ao Distribuidor Central de Gatilho (CTD: Central trigger distributor), que determina os gatilhos de eventos gerados pelos raios cósmicos. O CTD coordena os gatilhos de câmeras individuais e fornece o "Gatilho final" para todas as câmeras na estação. Quando o CTD recebe um nível 2 a partir de um ou mais módulos TF na câmara, o "gatilho final" é gerado, isso faz com que todas as câmeras no experimento gravem e enviá-los para o CTD onde eles estão armazenados. Além disso, o CTD interage com um módulo de GPS e fornece temporização absoluta para o evento [10].

### 3.2.3 Calibração dos detectores de fluorescência

Os detectores de fluorescência Black Rock e Long Ridge têm um sistema de calibração de cinco etapas que mantém uma calibração absoluta de cada PMT. Este método consiste em fazer uma calibração absoluta de um subconjunto de PMTs do FD no laboratório antes da instalação. Em seguida, usando uma variedade de métodos de calibração relativa para garantir um ganho absoluto, quaisquer PMTs podem ser medidos contra os ganhos dos PMT que foram medidos no laboratório. O ganho total de um PMT pode ser descrito por cinco fatores:  $G = G_0 \times G_1 \times G_2 \times G_3 \times G_4$ , onde  $G_0$  é a resposta absoluta FADC por foto-elétron e cada fator  $G_1$  até  $G_4$  são correções para cada variação PMT do fator  $G_0$ . Podem ocorrer variações devido ao envelhecimento, temperatura, ou apenas as variações entre PMT [78], para mais detalhes ver a referência [10]. O detector Middle Drum não digitaliza a forma do pulso. Em vez disso, apenas dois valores são digitalizados para cada disparo do PMT, o tempo de disparo e o sinal integrado do tubo. Amostragem e retenção eletrônica permitem um fluxo de dados muito mais reduzido, mas acrescentam dificuldades em compreender exatamente a que tempo de disparo digitalizado corresponde. Para mais detalhes ver a referência [77].

### 3.2.4 Ferramentas adicionais de calibração

O Central Laser Facility (CLF) é um laser de nitrogênio de 355 nm localizado no centro da matriz do SD à 20 km de todos os três locais FD. Na figura 3.1 o CLF é a cruz azul no centro da matriz do SD. O CLF é disparado a cada meia hora à 10 Hz, produzindo 50 frames por disparo e é observado por todas as três estações de FDs. O CLF é uma ferramenta importante na compreensão da escala fotométrica dos FDs, mas também fornece informações importantes sobre a dispersão atmosférica. Ao modelar atenuação do laser e da luz dispersada para o FD, o número de fótons no feixe do CLF pode ser reconstruído, bem como a energia do laser real. Esta energia reconstruída pode então ser comparada com a energia do laser encontrado, usando um radiômetro incorporado dentro do CLF.

Usando os tiros de CLF em noites claras, onde a dispersão molecular é dominante e considerada como uma linha de base, o número de aerossóis pode ser medido de uma forma relativa. Isso pode fornecer uma análise complementar para a medição de aerossol com o sistema LIDAR instalado no BR. O Roving Xenon Flasher (RXF) é um flasher móvel, que foi a principal ferramenta de calibração no experimento HiRes e foi usado em ambos HiResI e HiResII. O flasher é alimentado por baterias de 12 V e é movido entre telescópios permitindo uma única fonte de luz para calibrar todos os telescópios no experimento [10].

### 3.2.5 Reconstrução de chuva

Os dados registrados pelos FDs são formas de onda digitalizadas de  $51.2 \mu s$  dos PMTs. Para reconstruir a informação dos raios cósmicos primários existem três processos: seleção de PMTs visto na seção do gatilho dos FD (3.2.2), reconstrução geométrica e o perfil de reconstrução do chuva. A reconstrução geométrica determina a posição do núcleo e a direção de chegada do chuva. A reconstrução com os dados de duas estações de FD, é chamado "modo estéreo", e por dados de apenas 1 estação é chamado modo monocular. Em ambos casos, a estação determina o plano detector do chuva (SDP), constituída pelo eixo de chuva e da localização do detector. Em geral, o modo estéreo têm melhor resolução do que o modo monocular. O vetor normal do SDP é perpendicular a todos os PMTs de linha de visão  $k^i$ . Uma vez que o chuva de fótons é detectado por vários PMTs, o vetor normal ótimo de SDP é calculado a partir do valor mínimo de:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (n \cdot k^i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.6)$$

onde  $\sigma_i$  é o fator normalizado do campo de visão do PMT ( $\sigma_i = \text{sen } 0.8^\circ$ ),  $w_i$  é o peso da PMT. As PMTs com mais fótons perto do eixo do chuva são ponderadas por

$$w_i = \frac{N_i^{PE}}{N^{PE}} \quad (3.7)$$

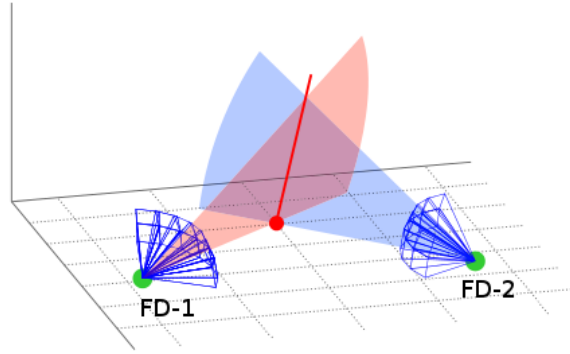


Figura 3.7: Reconstrução geométrica modo estéreo. O eixo chuvereiro é determinado pela interseção de duas SDPs [79].

onde  $N_i^{PE}$  é o número de foto-elétrons do  $i$ -ésimo PMT,  $N^{PE}$  é o valor médio de foto-elétrons nos PMTs selecionados [79]. A geometria de modo estéreo é calculada a partir de uma linha de interseção dos dois SDP [79]. Uma vez que a frente do chuvereiro é determinada será muito fácil encontrá-lo o eixo do chuvereiro, basta fazer a interseção dos dois SDP como é mostrado na figura 3.7. Assim, o eixo do chuvereiro  $s$  é dado por

$$\vec{s} = \vec{n}_1 \times \vec{n}_2, \quad (3.8)$$

onde  $\vec{n}_1$  e  $\vec{n}_2$  são os dois vectores normais de cada SDP. Por outro lado, a reconstrução geométrica do chuvereiro de modo mono, são utilizados os dados de uma única estação e a partir das temporizações do sinal de cada PMT. Como se mostra na figura 3.8, onde  $r^*$  é o vector da posição do núcleo e  $t^*$  é o momento em que o chuvereiro chega no chão, o  $t^P$  tempo de emissão de fótons na distância  $r_i$ , e é medida pelo  $i$ -ésimo PMT no momento  $t_i$ . A relação entre os tempos  $t_i$  e as outras variáveis é determinada por:

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin (\psi + \alpha_i)} \quad (3.9)$$

onde  $\psi$  é o ângulo de elevação do eixo do chuvereiro em relação ao chão. Na rotina de reconstrução, as soluções ótimas de  $t^*$ ,  $r^*$  e  $\psi$  são determinadas pela função  $\chi^2$  mínima considerando o erro de tempo de detecção  $\sigma_{t_i}$ .

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \left\{ t_i - t^* \frac{1}{c} S_i(\psi) r^* \right\}^2 / \sigma_{t_i}^2 \right] \quad (3.10)$$

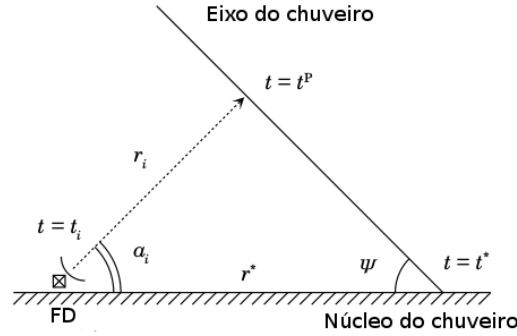


Figura 3.8: Reconstrução geométrica no modo monocular [10].

onde  $s_i(\psi) = \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin (\psi + \alpha_i)}$ . A reconstrução do perfil do chuveiro é estimada pelo método "Inverse Monte Carlo" (IMC). O método IMC é desenvolvido em procura de uma solução ótima repetindo simulações de Monte Carlo (MC) e comparando dados observados com simulação de MC incluindo toda emissão e processo de dispersão. A partir desse processo se estima os valor de  $X_{max}$ ,  $N_{max}$  e  $E_p$  [79].

### 3.3 Reconstrução de modo híbrido

O princípio básico de reconstrução no modo híbrido é melhorar a análise tradicional do FD exigindo informação de temporização do SD. Os eventos híbridos são utilizados para a calibração da energia reconstruída pelo SD. A reconstrução de modo híbrida combina dados de ambos detectores FD e SD. A reconstrução híbrida, aqui apresentada, utiliza quatro medidas básicas de dados para limitar a geometria do chuveiro reconstruído. Elas são as direções de apontamento dos PMTs acionados, os tempos de disparo dos PMTs do FD, o tempos de disparo dos PMTs do SD e o centro geométrico da carga das estações SD. Cada uma dessas medidas foi discutidas nas seções acima, como também a sua utilização em mono reconstruções de FD e SD. Cada um dos quatro ingredientes fornece um termo  $\chi^2$ . Isso resulta em uma função de quatro componente  $\chi^2$  que utiliza todas as informações disponíveis de ambos os detectores FD e SD.

$$\chi^2 = \chi_{SDP}^2 + \chi_{COC}^2 + \chi_{SD}^2 + \chi_{FD}^2 \quad (3.11)$$

Esta função é minimizada com respeito aos parâmetros de chuva:  $x_c$  e  $y_c$  indicam a localização do núcleo do chuva, zênite ( $\theta$ ), ângulo azimutal ( $\phi$ ) e momento em que o chuva atinge o chão ( $t_c$ ).

O termo  $\chi_{SDP}^2$  é a mesma função  $\chi^2$  que foi discutida na Seção 3.2.5 e é mostrado na Equação 3.6.

O termo ( $\chi_{COC}^2$ ) ajuda a assegurar que o ajuste não seja deslocado do núcleo do chuva. Isto pode ser escrito como

$$\chi_{COC}^2 = \left( \frac{(x_c - R_x)^2 + (y_c - R_y)^2}{\sigma_{COC}^2} \right) \quad (3.12)$$

O termo  $\chi_{FD}^2$  e é a mesma função  $\chi^2$  utilizada na reconstrução mono FD na equação 3.10. As informações temporais do SD estão incluídas na equação 3.5 como o componente  $\chi_{SD}^2$  [10]. Para calcular a energia do chuva, a reconstrução SD usa a técnica inversa de Monte Carlo, no entanto, ele deve primeiro gerar um perfil do chuva. Para isso usa a geometria híbrida detectada, o programa converte o ângulo de visão de cada PMT em uma profundidade de chuva. O procedimento de reconstrução de energia híbrido funciona da seguinte maneira: os valores de geometria do chuva já armazenados são combinados com um conjunto de parâmetros de entrada do perfil do chuva e de energia para calcular a resposta do detector e fazer comparação com a observação. A função  $\chi^2$  é calculada para este conjunto de parâmetros de entrada. Em seguida, os parâmetros de entrada são ajustados até que o valor da função  $\chi^2$  seja minimizada. Os chuvas simulados por MC são parametricamente calculados utilizando a estatística de Poisson. Os parâmetros de entrada para o perfil do chuva calculado são tomados a partir da função Gaisser-Hillas:

$$N_e(x) = N_{max} \times \left[ \frac{x - X_0}{X_{max} - X_0} \right]^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \frac{X_{max} - x}{\lambda}, \quad (3.13)$$

Os parâmetros são  $x_0$ ,  $X_{max}$ ,  $N_{max}$ , e  $\lambda$ . Os valores de  $x_0$  e  $\lambda$  são fixos a 40 g/cm<sup>2</sup> e 70 g/cm<sup>2</sup>, respectivamente, ao mesmo tempo,  $X_{max}$  e  $N_{max}$  podem variar. A função  $\chi^2$  para



o perfil é dado dada pela equação

$$\chi_{perfil}^2 = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left( S_i^{(m)} - S_i^{(P)} \right)^2, \quad (3.14)$$

Aqui,  $S_i^{(m)}$  representa o sinal medido do PMT, enquanto  $S_i^{(P)}$  é sinal previsto do PMT calculado a partir da entrada de chuveiro. A energia do chuveiro de Monte Carlo é então armazenada como a energia calculada de modo híbrido do chuveiro [76].

### 3.3.1 Calibração da energia do SD pelo FD

A incerteza na escala de energia da simulação Monte Carlo de um SD é grande. Possíveis desvios associados com a modelagem das interações hadrônicas derivados de experimentos com aceleradores em regiões de menor energia são difíceis de determinar. No entanto, a incerteza escala de energia é bem controlada experimentalmente pelo FD pois a medição de energia é colorimétrica. Para corrigir a escala de energia do SD é usando eventos vistos em comum entre o FD e SD. As diferenças observadas entre os eventos FD e SD são bem descritas por uma relação de proporcionalidade simples, onde a escala de energia SD é 27% maior do que o FD. A Figura 3.9 mostra um gráfico de dispersão da energia de FD vs SD, em que este último tem sido re-escalada [7].

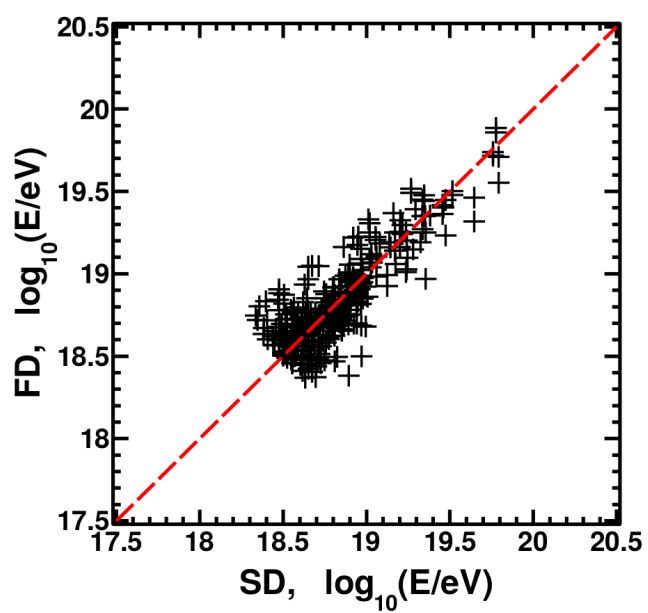


Figura 3.9: Comparação de energia entre o SD e FD para TA depois da normalização de 27% aplicada à SD [7].

# Capítulo 4

## Métodos estatísticos

Neste capítulo vamos explicitar os métodos estatísticos que utilizaremos na busca de anisotropias de pequena escala. Estas anisotropias de pequena escala são caracterizadas por agrupamentos de eventos acima do previsto por uma distribuição isotrópica.

### 4.1 Função de autocorrelação de dois pontos

A função de autocorrelação angular de dois pontos (ou o método de 2 pt) é um método tradicional usado para analisar a distribuição das direções de chegada no céu [80]. Este método mede o excesso (ou deficit) do número de pares em relação ao esperado a partir de uma distribuição isotrópica como uma função da distância angular. O número total de pares de eventos ( $w$ ) em uma distancia angular menor do que  $\gamma$  é dado pela seguinte equação:

$$w(\gamma) = \sum_{i=2}^N \sum_{j=1}^{i-1} \Theta(\gamma - \gamma_{ij}), \quad (4.1)$$

onde  $\Theta$  é a função degrau (com  $\Theta(\gamma - \gamma_{ij} \leq 0) = 1$ ),  $N$  é o número total de eventos (direções de raios cósmicos) e  $\gamma_{ij}$  a distância angular entre os eventos  $i$  e  $j$  no céu. O número esperado de pares é obtido a partir de um grande número de simulações isotrópicas, moduladas pela exposição do detector com o mesmo número de direções de chegada

do conjunto de dados. A probabilidade (quantificada pelo valor-p) para qualquer excesso de pares em um determinado ângulo  $\gamma$  vem a partir de uma distribuição isotrópica e é determinada pela fração (f) de simulações que tem igual ou maior número de pares do que o número de pares dos dados na escala angular de interesse. O sinal de agrupamento mais relevante corresponde aos valores de  $\gamma$  e  $N$  que tem o menor valor de f e é referido como  $p_{min}$ .

A função de autocorrelação de dois pontos foi implementada computacionalmente a partir do algoritmo descrito acima para a análise dos dados. O programa desenvolvido utiliza o ROOT <sup>1</sup>, uma ferramenta de análise de dados desenvolvida no CERN capaz de lidar com grandes quantidades de dados.

## 4.2 Função de autocorrelação de três pontos

Um agrupamento na direção de chegada dos eventos pode também ser analisada pela procura de excessos de tripletos, por meio da função de autocorrelação de 3 pontos ou método 3pt. A função pode detectar aglomerados em diferentes escalas angulares e desde 2009 tem sido utilizada pela Colaboração Auger na medida de anisotropia intrínseca. Como mostraremos com mais detalhes no final deste capítulo, o método de 3 pt é mais eficiente do que 2 pt [81]. Para cada evento, a direção de chegada é convertida em vetores cartesianos  $r_i = (x_i, y_i, z_i)$ . Depois, para cada combinação de três eventos é construída uma matriz de orientação simétrica  $T$  definida como:

$$T = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} \sum x_i^2 & \sum x_i y_i & \sum x_i z_i \\ \sum x_i y_i & \sum y_i^2 & \sum y_i z_i \\ \sum x_i z_i & \sum y_i z_i & \sum z_i^2 \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

onde  $(x_i, y_i, z_i)$  são as coordenadas do  $i$ -ésimo vetor (no caso  $i = 1, 2$  e  $3$ ). Os autovalores  $(\tau_1, \tau_2$  e  $\tau_3)$  de cada matriz de orientação  $T$  satisfazem as seguintes relações  $\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = 1$  e  $\tau_1 \geq \tau_2 \geq \tau_3$  e portanto, existem somente dois parâmetros independentes de cada triplete.

---

<sup>1</sup>ROOT disponível em <http://root.cern.ch>.

Os dois parâmetros independentes são *shape* ( $\gamma$ ) e *strength* ( $\zeta$ ) e definidos como:

$$\gamma = \log \left\{ \frac{\log(\tau_1/\tau_2)}{\log(\tau_2/\tau_3)} \right\} \quad (4.3)$$

$$\zeta = \log(\tau_1/\tau_3). \quad (4.4)$$

O parâmetro  $\gamma$  é útil para discriminar pontos distribuídos em uma faixa da esfera como num cinturão, enquanto  $\zeta$  quantifica a concentração dos pontos. Uma representação esquemática é apresentada na figura 4.1 onde pode-se observar a relação entre os parâmetros com a forma do triângulo. O método 3pt mapeia um conjunto de direções na esfera num

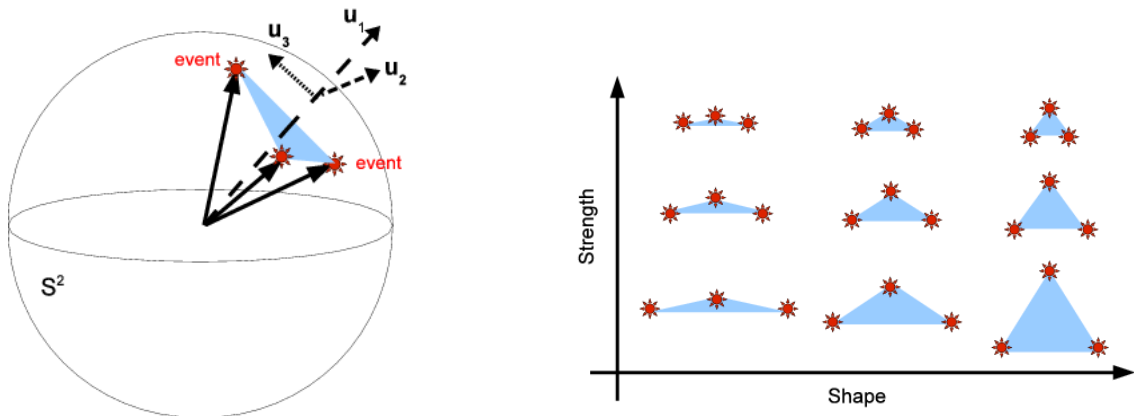


Figura 4.1: **Esquerda:** Autovetores de um triângulo de eventos na esfera ( $S^2$ ) com o eixo principal  $\vec{u}_1$ , o eixo maior  $\vec{u}_2$ , e eixo menor  $\vec{u}_3$ . Os autovalores desses vetores são utilizados no cálculo dos parâmetros *shape* e *strength*. **Direita:** Interpretação intuitiva dos parâmetros  $\gamma$  e  $\zeta$ . Conforme  $\gamma$  cresce de  $-\infty$  à  $\infty$ , o triângulo se torna menos alongado. Por outro lado quando  $\zeta$  cresce de 0 à  $\infty$ , os eventos se tornam mais concentrados [82].

espaço de fase  $\gamma - \zeta$ . O espaço de fase pode ser utilizado na construção de um teste estatístico. Este método aqui apresentado utiliza uma abordagem clássica de estatística onde temos uma hipótese nula  $H_0$ , a qual pode ser rejeitada ou não, sob a luz dos dados obtidos. O teste estatístico é uma forma de quantificar a compatibilidade (ou não compatibilidade) dos dados com a hipótese nula. No caso dessa análise, a hipótese nula  $H_0$  é que a distribuição das direções de chegada dos raios cósmicos é isotrópica. Isto implica num dado espaço de fase  $(\gamma - \zeta)_{H_0}$  esperado. Obtendo os valores  $\gamma - \zeta$  para os

dados podemos comparar estatisticamente os dois espaços. Com todos os valores de  $\gamma$  e  $\zeta$  construímos um histograma bidimensional. Depois calculamos um pseudo-*log-likelihood*  $\Sigma_P$  (que será nossa estatística de teste) comparando o histograma 2D de  $\gamma$  e  $\zeta$  dos dados com o histograma 2D  $\gamma$  e  $\zeta$  obtido a partir de um grande número de céus isotrópicos. O pseudo-*log-likelihood*  $\Sigma_P$  é obtido a partir da seguinte fórmula:

$$\Sigma_P = \sum_i \log P_i(n_{obs}^i | n_{exp}^i), \quad (4.5)$$

onde ( $P_i$ ) é a probabilidade de Poisson no  $i$ -ésimo bin de observar contagem ( $n_{obs}^i$ ), enquanto que o número esperado de contagens obtidas a partir das amostras isotrópicas é ( $n_{exp}^i$ ). A soma é realizada sobre todos os bins do espaço de parâmetros. Para procurar possíveis aglomerados de eventos o pseudo-*log-likelihood* dos dados  $\Sigma_p^{dados}$  é comparado com um grande número de valores de pseudo-*log-likelihood*  $\Sigma_p^{iso}$  obtidos a partir de simulações isotrópicas. A razão entre o número de amostras isotrópicas  $\Sigma_p^{iso}$  à esquerda do valor de pseudo-*log-likelihood*  $\Sigma_p^{dados}$  ( $\Sigma_p^{iso} \leq \Sigma_p^{dados}$ ) dá a probabilidade (valor-p) que a distribuição de chegada observada apareça por acaso a partir da isotropia simulada. Em outras palavras, o valor-p é a probabilidade de que a hipótese nula (no nosso caso um céu isotrópico) represente bem o conjunto de dados. O método 3pt foi implementado computacionalmente a partir do algoritmo descrito acima para a análise dos dados. O programa desenvolvido utiliza o ROOT.

A figura 4.2 representa o resultado de uma análise com o método de três pontos a um conjunto de 27 eventos [83]. A linha azul indica o pseudo-*log-likelihood* dos dados  $\Sigma_P^{dados}$  e a região cinza representa ao  $\Sigma_P^{iso}$  dos céus simulados. Nesta análise foi obtido o valor-p = 0.0023 (a linha azul esta muito afastada do lado esquerdo da região cinza).

Existem métodos similares do estudo de agrupamento nas direções de chegada como 2pt-L 2pt+ [42]. O desempenho dos métodos 2pt-L, 2pt+ e 3pt pode ser quantificado em termos de potência em diferentes limiares para um teste de hipótese clássico. O limiar  $\alpha$  - ou a taxa de erro do tipo-I - é a fração de simulações isotrópicas nas quais a hipótese

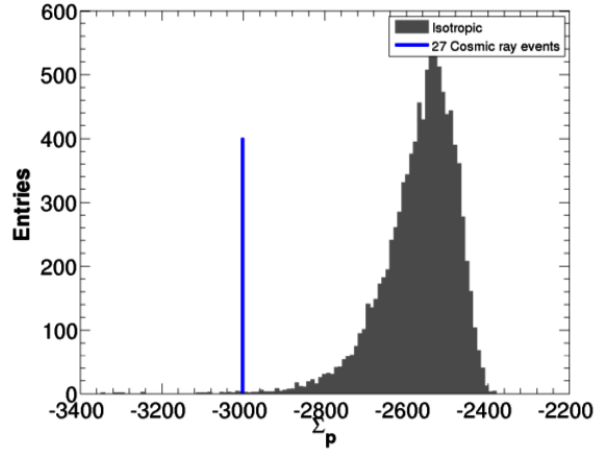


Figura 4.2: Resultado do um análise com o método de três pontos a 27 eventos. Cinza: distribuição de  $\Sigma_P^{iso}$  para 10000 céus cada um contendo 27 eventos aleatoriamente gerados. Azul:  $\Sigma_P^{dados}$  para 27 eventos de raios cósmicos [83]. A significância é calculada através da contagem da fração  $\Sigma_P^{isso}$  que está esquerda do  $\Sigma_P^{dados}$ .

nula é erroneamente rejeitada (isto é, o teste dá evidência de anisotropia quando não há anisotropia). A potência é  $1 - \beta$ , onde  $\beta$  é a taxa de erro tipo-II, que é a fração de simulações de anisotropia em que o resultado do teste não rejeita a hipótese nula de isotropia. Na figura 4.3 mostra-se a potência dos três métodos aplicados aos céus simulados utilizando 60 eventos extraídos de uma densidade de fonte de  $10^{-4.5}$  Mpc $^{-3}$ . O melhor desempenho é do método 3pt (bolinhas verdes) com respeito ao método 2pt (quadrados azuis), conforme pode ser observado na figura 4.3 retirada de [42]. Nesta figura aparece um terceiro método, o 2pt+, que não é utilizado nesta tese.

### 4.3 Exposição

A exposição é uma função na esfera celeste que mede a área efetiva de coleção integrada no tempo de observação para cada direção no céu em unidades de Km $^2$ .ano. A partir dessa função podemos definir a exposição relativa  $\omega(\delta, \alpha)$  ( $\delta$  é a declinação e  $\alpha$  a ascensão reta em coordenadas equatoriais) a qual pode assumir um valor entre 0 e 1 dado pela exposição em cada direção no céu dividida pelo maior valor de exposição. Para um detector em

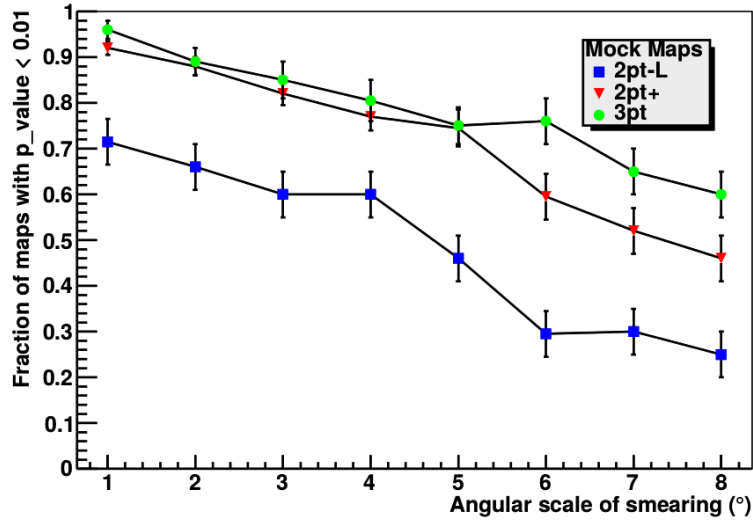


Figura 4.3: A potencia dos métodos 2pt, 2pt+ (que não é utilizado nesta tese) e 3pt para um valor limiar  $\alpha = 1\%$ . Os conjuntos de simulações Monte-Carlo apresentados são para 60 eventos. Os resultados são apresentados para valores de randomização das direções numa gaussianiana cuja largura vai de 1 a 8°. O método 3pt têm melhor desempenho do que o método 2pt e todos os três métodos diminuíram os desempenhos para escalas angulares maiores de randomização [42].

operação contínua a ascensão reta é uniforme, sendo apenas a exposição uma função da declinação. A exposição tem apenas uma modulação de  $\cos(\theta)$  devido à mudança na área de detecção eficaz. Supondo que o detector esteja situado na latitude  $a_0$  e que apresenta 100% de eficiência na detecção de raios cósmicos com ângulo zenital de chegada à Terra  $\theta < \theta_m$ , a exposição será dada pela equação 4.6

$$\omega(\delta) \propto \cos a_0 \cos \delta \sin \alpha_m + \alpha_m \sin a_0 \sin \delta \quad (4.6)$$

na qual  $\alpha_m$  é dado por:

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

$$\text{e } \xi = \frac{\cos \theta_m - \sin a_0 \sin \delta}{\cos a_0 \cos \delta}.$$

A exposição relativa do observatório Pierre Auger localizado na latitude  $a_0 = -35$



para chuviros com  $\theta_m = 60^\circ$  está mostrado na figura 4.4.

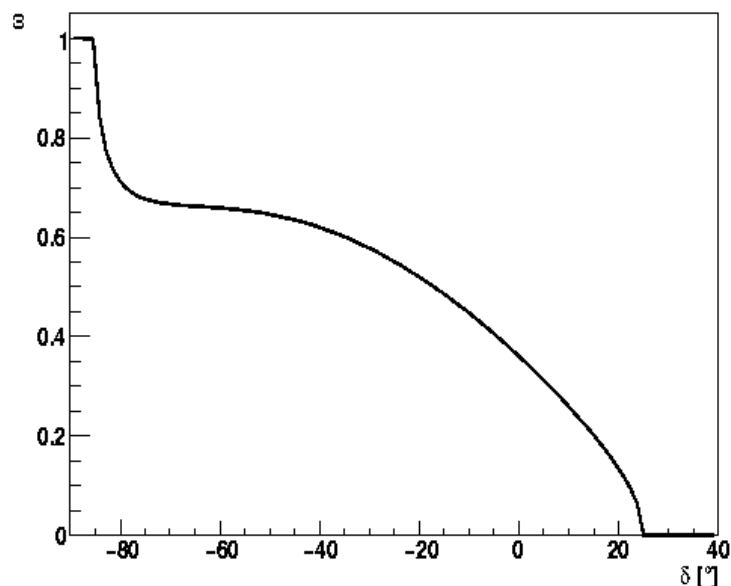


Figura 4.4: Exposição como função da declinação para um observatório situado na latitude  $a_0 = -35$  para chuviros com  $\theta_m = 60^\circ$  [84].

A exposição relativa do observatório Pierre Auger localizado na latitude  $a_0 = -35$  para chuviros com  $\theta_m = 80^\circ$  linha tracejada azul e a exposição relativa do Telescope Array localizado na latitude  $a_0 = 39.3$  linha vermelha tracejada para chuviros com  $\theta_m = 55^\circ$  está mostrado na figura 4.5.

## 4.4 Distribuição isotrópica

Através do Monte Carlo são geradas as direções (ascensão reta e declinação) de chegada isotropicamente simuladas, considerando a exposição de Auger e TA. Foram simuladas 1000 céus isotrópicos para cada observatório. Cada céu simulado tem o mesmo número de dados do que os dados experimentais. Deste modo foi obtido o padrão “isotrópico” para as distribuições na esfera celeste com o qual os dados serão comparados.

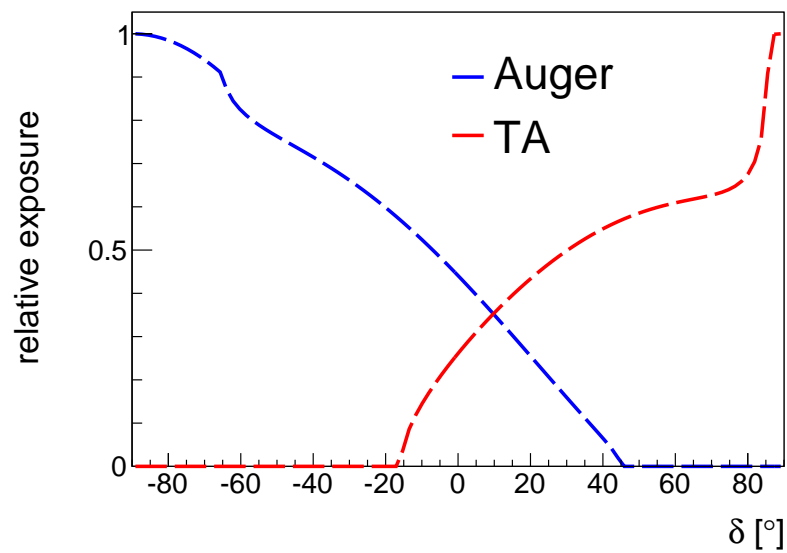


Figura 4.5: Exposição como função da declinação para o observatório Pierre Auger situado na latitude  $a_0 = -35$  para chuveiros com  $\theta_m = 80^\circ$  (linha tracejada azul) e para o Telescope Array, situado na latitude  $a_0 = 39.3$  para chuveiros com  $\theta_m = 55^\circ$  (linha tracejada vermelha).

## Capítulo 5

# Comparação dos UHECRs do céu norte e sul

Nesta tese, nós usamos somente os dados publicados de UHECRs detectados por Auger e TA. Ambos conjuntos de dados estão dentro da região de supressão do espectro dos raios cósmicos. O conjunto de dados de Auger está constituído por 231 eventos com energia acima de 52 EeV e ângulo zenital até  $80^\circ$  (eventos inclinados e verticais). A detecção de eventos inclinados permite ter uma exposição que cobre de  $-90^\circ$  até  $45^\circ$  em declinação. Os dados foram registrados a partir de janeiro de 2004 até março 2014 [5]. O conjunto de dados do TA tem 72 eventos com energia acima de 57 EeV e ângulo zenital até  $55^\circ$ , observados a partir de maio de 2008 até maio de 2013 [8]. Na figura 5.1, mostra-se os eventos no mapa do céu em coordenadas equatoriais do Auger (triângulos vermelhos) e do TA (triângulos azuis). Os eventos que estão dentro da região comum de declinação são marcados com triângulos cheios, enquanto aqueles que estão fora desta região são marcados com triângulos vazios.

### 5.1 Análises com o método de dois pontos

O método é aplicado aos 231 eventos do Auger e aos 72 eventos do TA. Os códigos de Monte-Carlo (de forma independente para Auger e TA) simulam as direções da chegada dos eventos (distribuição isotrópica) e consideram a exposição do Auger e do TA para

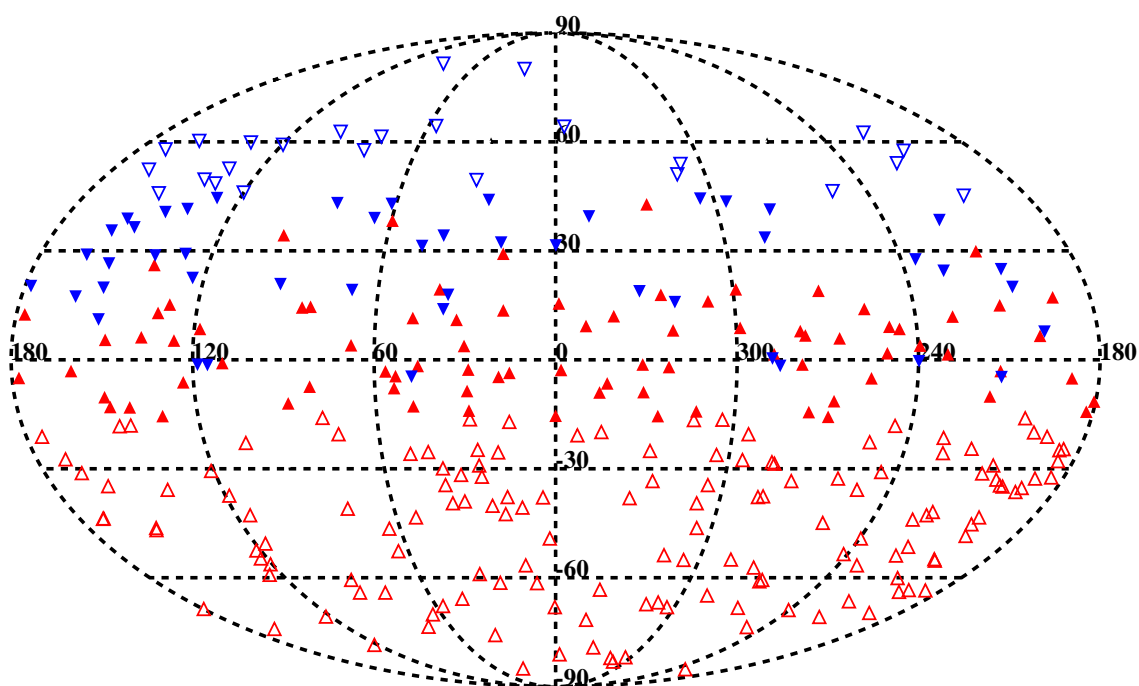


Figura 5.1: Mapa do céu em coordenadas equatoriais, os dados são representados por triângulos azuis para TA e por triângulos vermelhos do Auger. Os dados que caem dentro da região comum de declinação são marcadas com triângulos cheios, enquanto aqueles que caem fora são marcadas com triângulos vazios.

eventos de ângulo zenital até  $80^\circ$  e  $55^\circ$ , respectivamente. Além disso o número de eventos simulados é igual a o número de eventos dos dados. Aqui foram simulados 1000 conjuntos de céus isotrópicos para cada experimento. O resultado para o TA é mostrado na figura 5.2, onde os pontos pretos indicam o número acumulado de pares obtidos para os dados e a faixa colorida mostra o número acumulado de pares esperado do céu isotrópico, em função da distância angular, com nível de confiança de 99%. Um desvio não significativo da isotropia simulada foi observado para TA: começando cerca de  $\sim 12^\circ$  há diferentes pontos fora da faixa. Para o Auger, nenhum desvio significativo da isotropia simulada foi observado nas escalas angulares consideradas, como se mostra na figura 5.3, onde os pontos pretos (número acumulado de pares para os dados em função da distância angular)

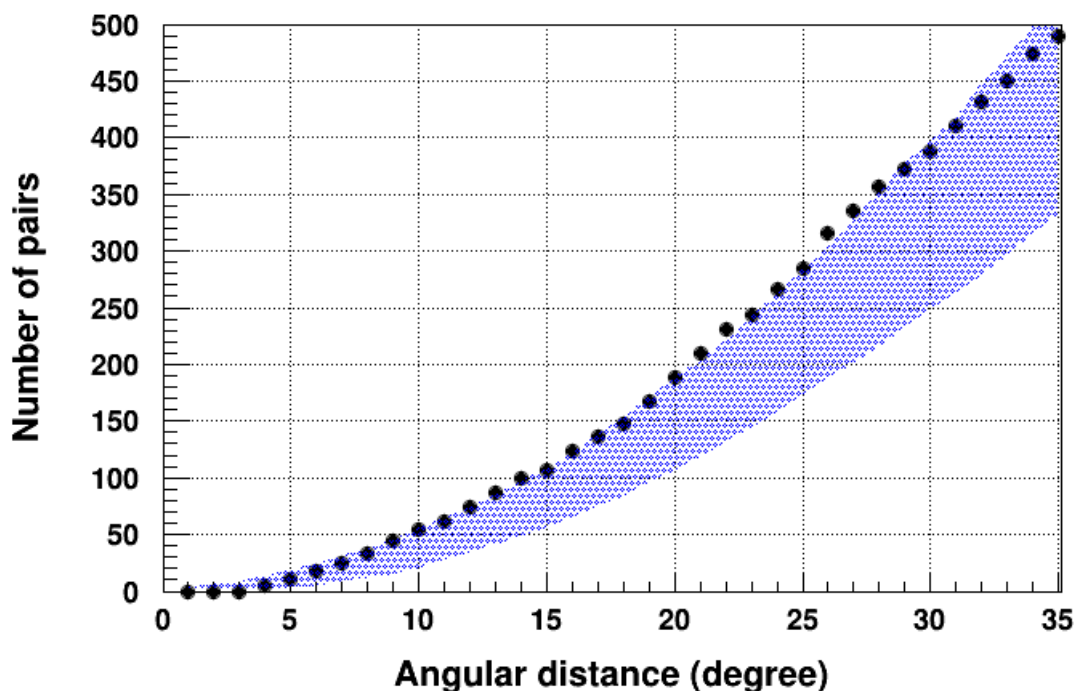


Figura 5.2: Análises com o método de dois pontos. Número acumulado de pares dos dados do TA (pontos pretos) em função da distância angular. A faixa indica a isotropia simulada ao de nível de confiança 99%.

estão dentro da faixa colorida (número acumulado de pares da isotropia simulada) com um nível de confiança de 99%. Para mostrar melhor em qual escala angular existe o maior afastamento da isotropia, a figura 5.4 mostra a fração de simulações com maior número acumulado de pares do que os dados em função da distância angular para Auger (linha vermelha) o TA (linha azul). A figura 5.4 mostra o desvio máximo da isotropia para o TA é observado em três ângulos diferentes  $22^\circ$ ,  $26^\circ$  e  $27^\circ$  com uma probabilidade de  $p_{min} = 0.2\%$ . É interessante notar que o desvio máximo da isotropia é encontrado não só na escala angular de  $22^\circ$ , compatível com a análises do TA [8], mas também em  $26^\circ$ . Para este ângulo, 167 pares são esperados em média para simulações isotrópicas enquanto 231 são observados nos dados. Analogamente para o Auger o desvio máximo da isotropia é observado em  $2^\circ$  com uma probabilidade  $p_{min} = 10.3\%$ , e 12 pares são esperados em média para as simulações isotrópicas, enquanto 17 são observados nos dados. Portanto,

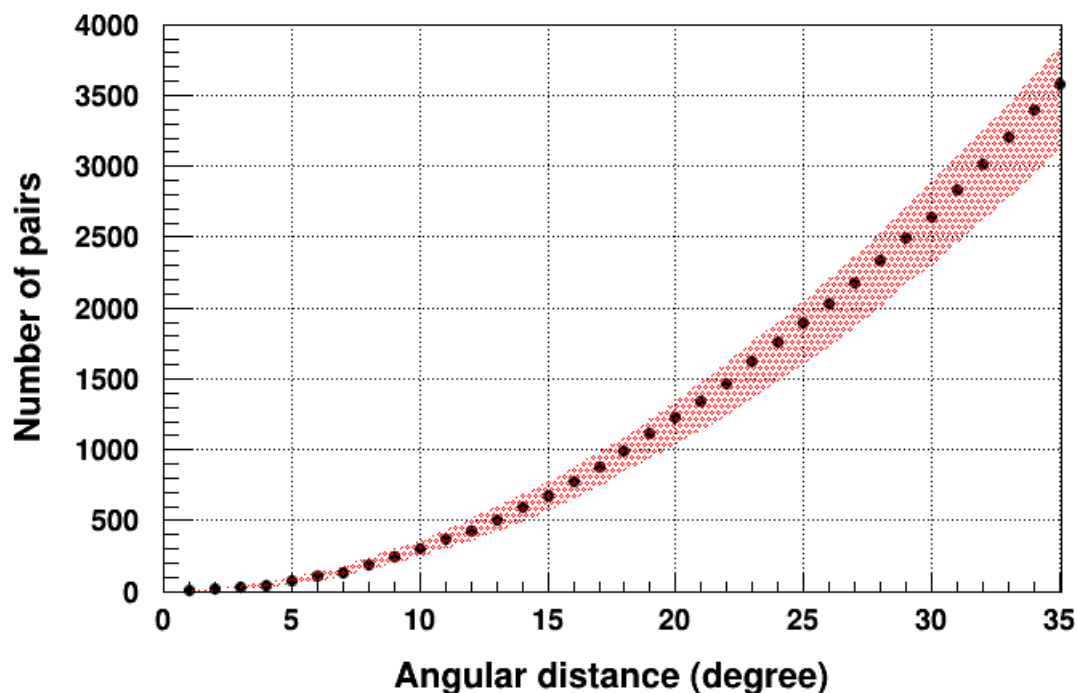


Figura 5.3: Análises com o método de dois pontos. Número acumulado de pares dos dados de Auger (pontos pretos) em função da distância angular, a faixa indica a expectativa de isotropia ao 99% de nível de confiança.

com o método de dois pontos, concluímos que as direções de chegada de Auger e TA são compatíveis com a direção isotrópica.

## 5.2 Análises com o método de três pontos

O método de três pontos é aplicado aos 231 eventos do Auger e aos 72 eventos do TA. O resultado dessas análises mostram as distribuições da *pseudo-log-likelihood* para um grande número ( $10^3$ ) de céus isotrópicos (linhas azuis) em conjunto com os valores obtidos a partir dos dados (linha vermelha). A figura 5.5 é referente ao Auger, a figura 5.6 é referente ao TA. A probabilidade de que a distribuição de chegada observada seja gerada a partir de uma distribuição isotrópica é calculada por médio da contagem do número de céus isotrópicos à esquerda do valor de *pseudo-log-likelihood* obtida a partir dos dados

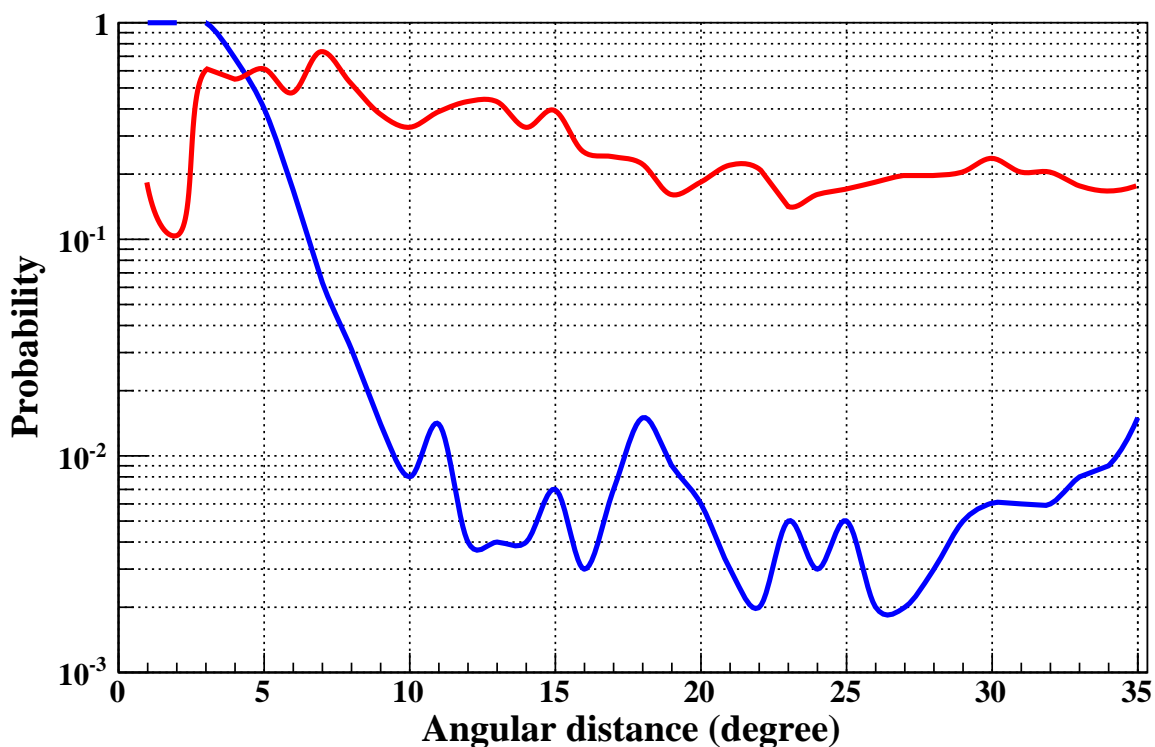


Figura 5.4: Fração de simulações isotrópicos com maior número acumulado de pares do que os dados de Auger (linha vermelha) e TA (linha azul).

(linha vermelha). Com este método achamos que a distribuição da direção de chegada do Auger é compatível com as flutuações do céu isotrópico com valor- $p = 29.1\%$ , enquanto que para TA obtivemos um valor- $p = 0.7\%$ , sendo, portanto excluída a hipótese de isotropia com um nível de confiança de 99%. Com ambos métodos 2pt e 3pt a distribuição de direções de chegada observada no céu do norte pelo TA tem uma pequena probabilidade de ser gerada a partir de uma distribuição isotrópica. Auger mostra compatibilidade com a isotropia.

### 5.3 Análises na região comum de observação no céu

Os observatórios TA e Auger veem dois hemisférios diferentes, Norte e Sul respectivamente, mas possuem uma região comum de observação no céu. Esta região se encontra

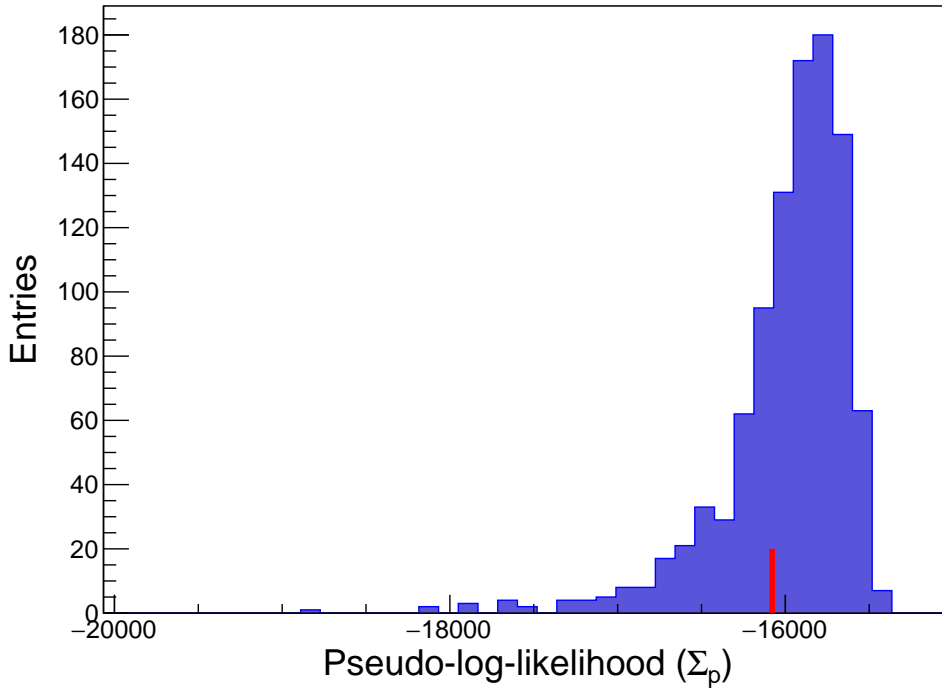


Figura 5.5: Distribuição de  $\Sigma_P^{iso}$  (zona azul) para  $10^3$  céus isotrópicos de Auger cada um contendo 231 eventos aleatoriamente gerados.  $\Sigma_P^{dados}$  para os 231 eventos do Auger (linha vermelha).

nas declinações  $-15^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$ . A figura 5.1 mostra os dados nesta região como triângulos cheios. A partir disso, os dois conjuntos de dados são analisados para procurar alguma correlação entre eles. Antes de estudar essa correlação, nós aplicamos a análises de três pontos para os dados de cada observatório dentro e fora da região comum de declinação. Na tabela 1 vemos o número de eventos do Auger e TA dentro e fora da região comum de declinação. As análises em todos esses casos resultam em valores elevados de valor-p, ou seja mostram que a distribuição das direções de chegada na região comum e fora dela não apresentam desvios significativos da isotropia simulada para ambos os observatórios.

Para estudar a correlação na região comum são fixadas direções de chegadas dos eventos de TA. Assim, usamos esse conjunto como um catálogo. Calcula-se o número acumulado de pares dos eventos do Auger com respeito ao catálogo (eventos do TA) em função



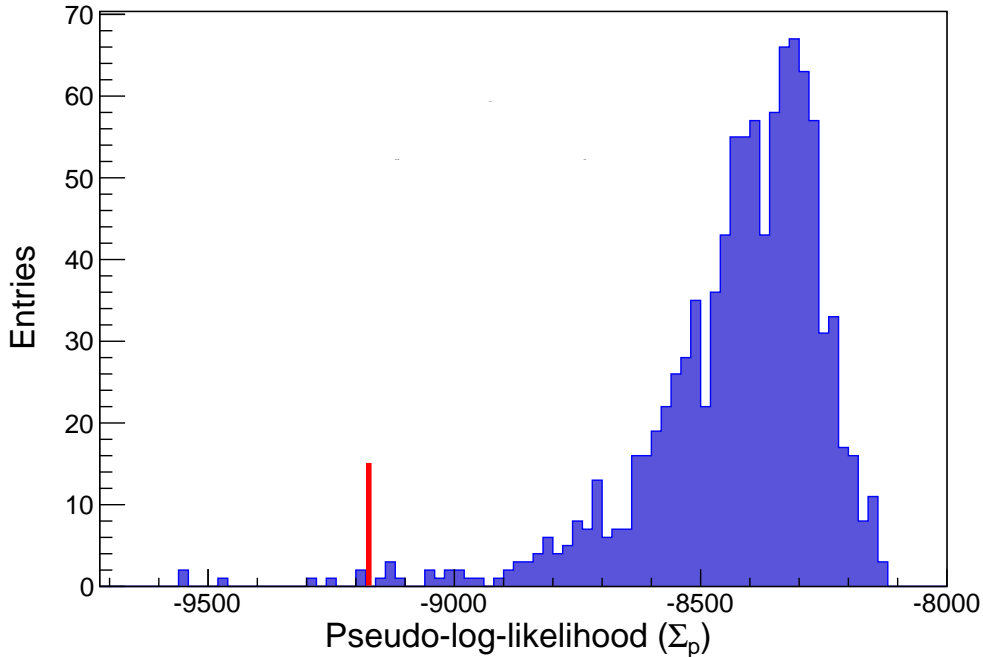


Figura 5.6: Distribuição de  $\Sigma_P^{iso}$  (zona azul) para  $10^3$  céus isotrópicos de TA contendo 72 eventos.  $\Sigma_P^{dados}$  para os 72 eventos do TA (linha vermelha).

3pt dentro da região comum			3pt fora da região comum		
Observatório	Eventos	valor-p (%)	Observatório	Eventos	valor-p (%)
<b>TA</b>	<b>47</b>	<b>5.2</b>	<b>TA</b>	<b>25</b>	<b>37.9</b>
<b>Auger</b>	<b>83</b>	<b>60.2</b>	<b>Auger</b>	<b>148</b>	<b>35.2</b>

Tabela 5.1: Estas tabelas mostram a (valor-p) do método de três pontos. Esquerda eventos no interior e na direita para eventos fora do região comum.

da distância angular entre  $1^\circ$  e  $35^\circ$  com passos de  $1^\circ$ . O processo é muito semelhante à análise de correlação de dois pontos. Repetimos o procedimento para um grande número ( $10^3$ ) de conjuntos de céus isotrópicos simulados, de acordo com a exposição do Auger e considerando o mesmo número de eventos na região comum. Na figura 5.7 os pontos pretos representam o número acumulado de pares e a faixa azul o número acumulado de pares esperados a partir da distribuição simulada isotrópica com um nível de confiança de 99%. A análise de correlação mostra nenhuma informação significativa de excessos com os eventos do TA em toda a escala angular considerada. Para procurar o desvio máximo da isotropia, nós calculamos a fração das simulações com maior número acumulado de pares

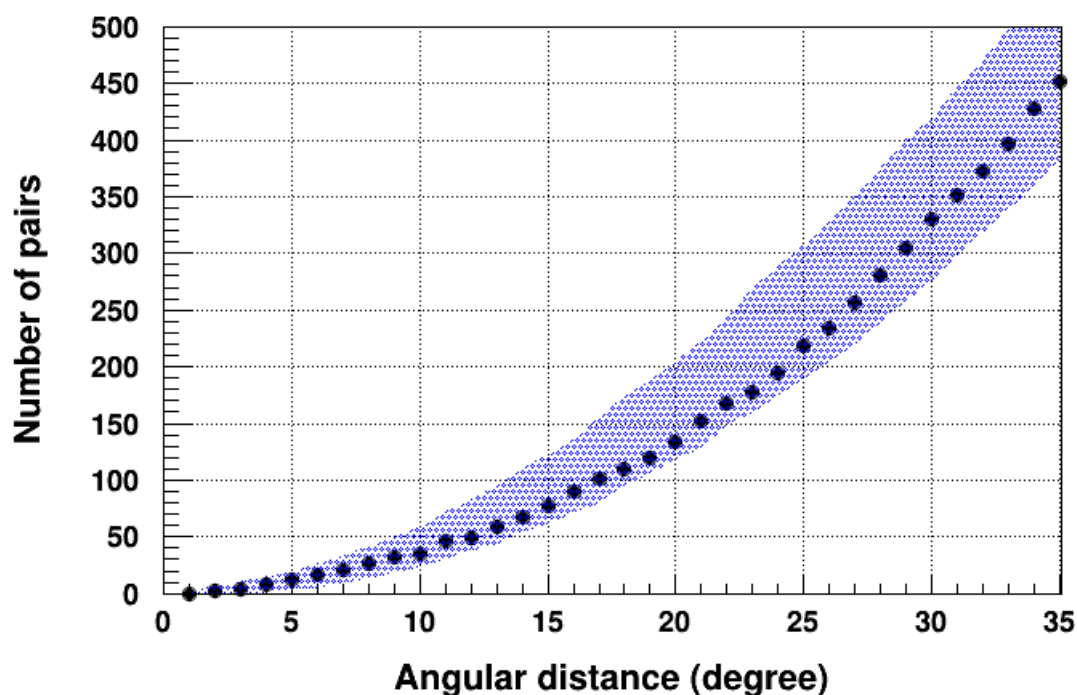


Figura 5.7: Análises com o método de dois pontos na região comum do céu. Número acumulado de pares dos eventos do Auger em função da distância angular a partir das direções dos eventos TA. Os pontos pretos indicam o número acumulado de pares obtidos a partir dos dados, a faixa mostra o número de pares acumulados da isotropia simulada com 99% de nível de confiança.

do que as presentes nos dados, que é mostrado na figura 5.8. Pode-se ver que o máximo desvio da isotropia situa-se em  $2^\circ$  com probabilidade  $p_{min} = 22\%$ . Para esse ângulo 2 número acumulado de pares são esperados em média da isotropia simulada, enquanto 3 pares são observados nos dados.

Na região comum de observação, todos os testes mostram que os dados são compatíveis com a isotropia simulada.

## 5.4 Análises em todo o céu observado

Juntando-se os dados dos observatórios TA e Auger, torna-se possível a cobertura de todo o céu. A partir disso temos um conjunto de dados com 303 eventos que são analisados pelos

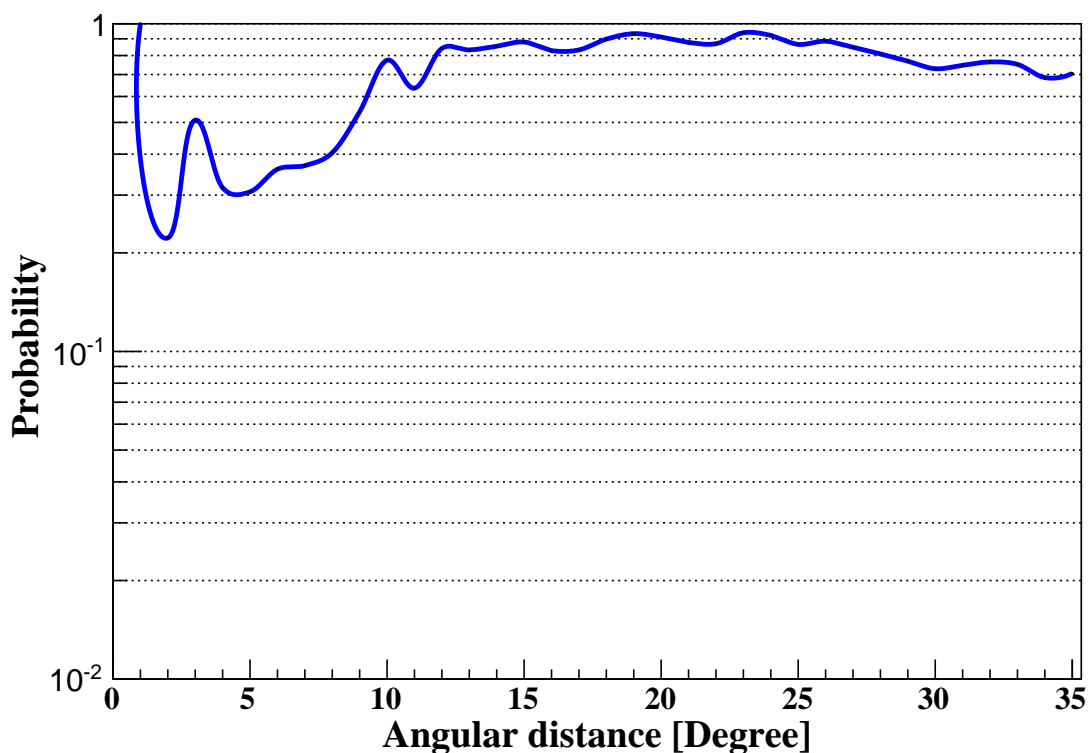


Figura 5.8: Fração do número acumulado de pares das simulações isotrópicas com maior ou igual número acumulado de pares que os dados em função da distância angular, para a região comum do céu.

métodos de dois e três pontos, onde é considerada a exposição para cada observatório.

#### 5.4.1 Análises com o método de dois pontos

De forma similar as análises prévias de 2pt, foram calculados o número de pares acumulados dos dados dos eventos simulados isotropicamente ( $10^3$  céus). Na figura 5.9 os pontos pretos indicam o número acumulado de pares obtidos para todo o conjunto de dados e a faixa colorida mostra o número acumulado de pares esperado do céu isotrópico em função da distância angular com nível de confiança de 99%. Nenhum desvio significativo da isotropia simulada foi observado. O maior afastamento da isotropia acontece para as distancias angulares de  $24^\circ$  ate  $27^\circ$ . A figura 5.10 mostra a fração de simulações com maior número acumulado de pares do que os dados em função da distância angular (linha

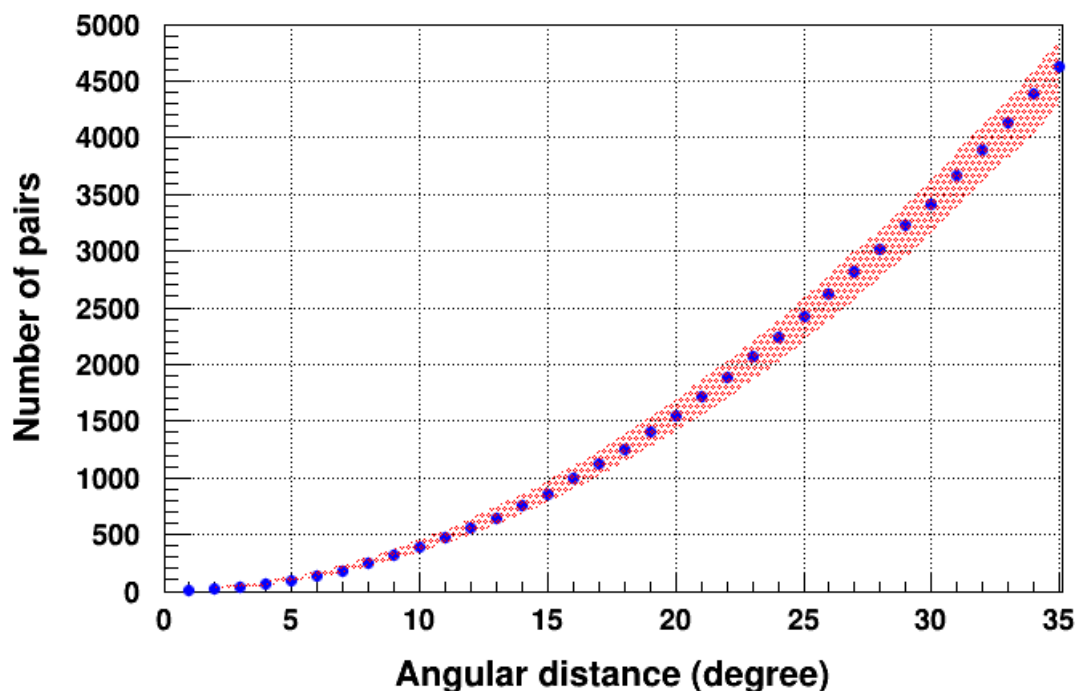
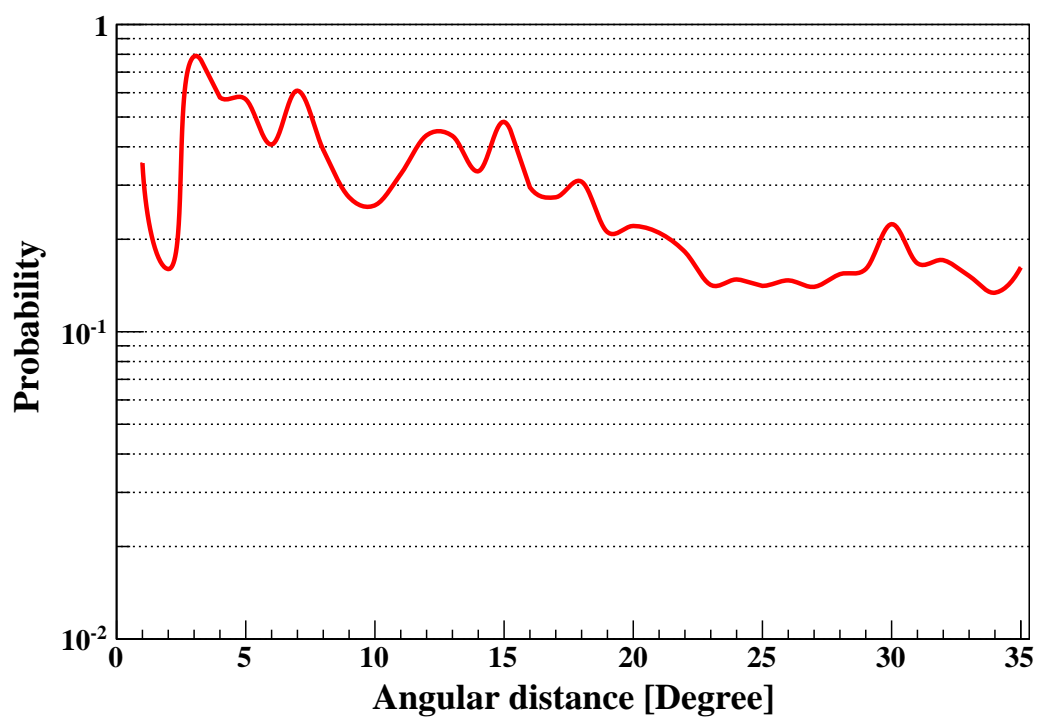


Figura 5.9: Análises com o método de dois pontos para todo o céu. Número acumulado de pares dos dados do Auger + TA (pontos pretos) e número acumulado de pares da isotropia simulada (faixa colorida) ao 99% de nível de confiança em função da distância angular.

vermelha). Para  $27^\circ$  temos a probabilidade  $p_{min} = 14\%$ , com 2724 pares esperados em média para simulações isotrópicas enquanto 2814 são observados nos dados.

#### 5.4.2 Análises com o método de três pontos

Aqui utilizamos o método de três pontos para os 303 eventos do conjunto de dados combinados cobrindo todo o céu. Temos na figura 5.11 as distribuições da pseudo-*log-likelihood* para um grande número ( $10^3$ ) de céus isotrópicos (linhas azuis) com os valores obtidos a partir dos dados (linha vermelha). Acharmos que a distribuição das direções de chegada dos dados é compatível com as flutuações do céu isotrópico (valor-p = 23.5%).



s

Figura 5.10: Fração de simulações isotrópicas com maior número acumulado de pares do que o número acumulado de pares dos dados em função da distância angular, para todo o céu.

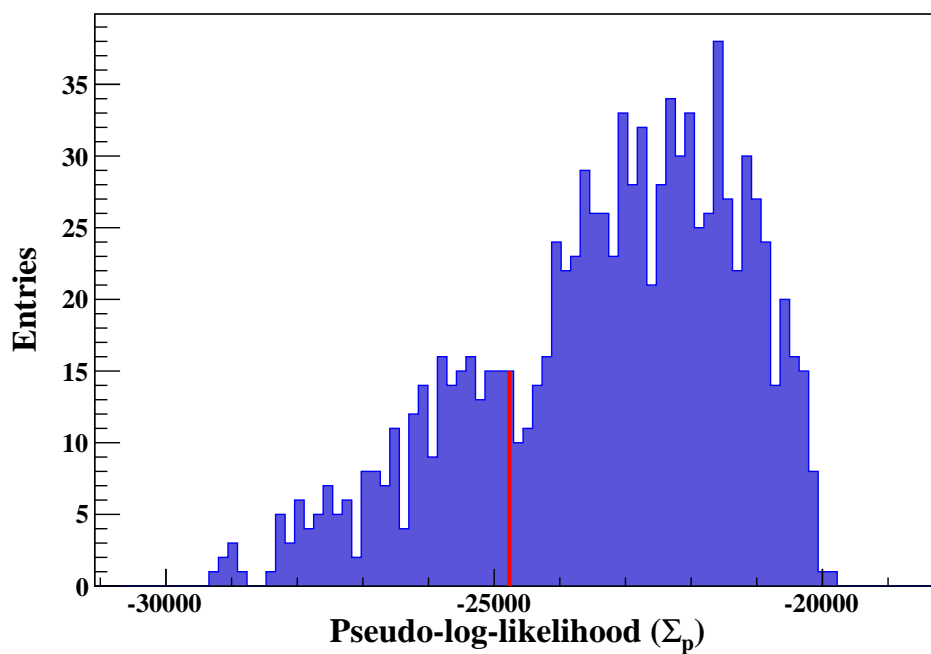


Figura 5.11: Análises com o método de três pontos para todo o céu. Distribuição de  $\Sigma_P^{iso}$  (zona azul) para  $10^3$  simulações isotrópicas de todo o céu cada um contendo 303 eventos,  $\Sigma_P^{dados}$  dos 303 eventos do Auger+TA (linha vermelha).

## Capítulo 6

# Conclusões e perspectivas

Nesta tese dois métodos de procura de anisotropia (desvios da isotropia) nas direções de chegada dos UHECR do Auger e do TA foram utilizados: a função de autocorrelação de dois pontos e de três pontos. Ambos são eficazes na comparação das direções de chegada dos UHECRs com a hipótese de isotropia. Além disso, a correlação entre as duas distribuições de chegada foi estudada aproveitando a região comum do céu observado por ambos observatórios.

A aplicação dos métodos de dois pontos e três pontos aos dados de UHECR do Observatório Pierre Auger não mostrou nenhum desvio da isotropia. Portanto, não conseguimos excluir a hipótese nula de isotropia.

No céu do norte, a probabilidade de que a distribuição de chegada observada pelo TA seja uma realização de uma distribuição isotrópica é muito menor do que a probabilidade observada pelo Auger no hemisfério sul.

Assim, no teste de três pontos nos dois conjuntos de dados tendo como hipótese nula uma distribuição isotrópica, encontramos que o Auger não exclui a hipótese nula. No entanto, para os dados do TA, a hipótese de isotropia (hipótese nula) é excluída com 99% de nível de confiança.

Na região de céu comum observada, todos os testes mostram que as duas distribuições de chegada não excluem a hipótese nula.

Em todo o céu observado - quando se juntam os dados do Auger e do TA - não

encontramos evidências de anisotropia também.

No futuro pretendemos continuar com este trabalho, caracterizando as anisotropias em grandes escalas angulares e realizando estudos de composição química a baixas energias com os dados do *infill* no intuito de se identificar sinais de uma possível transição galáctica-extragaláctica. Com as melhorias em curso no Observatório Auger (nas quais eu pretendo me envolver no meu doutorado), conseguiremos estudar a composição química e anisotropias a altíssimas energias com os dados do SD do Auger. Talvez aí possamos identificar fontes pontuais por meio de raios cósmicos de alta rigidez magnética.



## Referências Bibliográficas

- [1] Ya. N. Istomin, *Cosmic Rays: Extragalactic and Galactic*, arXiv:1406.6488v1 [astro-ph.HE] (2014)
- [2] K. Greisen, *End to the Cosmic-Ray Spectrum?* Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966).
- [3] G.T. Zatsepin and V.A. Kuz'min, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, JETP Lett. 4, 78 (1966).
- [4] Harari D., Mollerach S. & Roulet *On the ultra-high energy cosmic ray horizon* Cosmology Astropart. Phys., 11,12 (2006).
- [5] The Pierre Auger Collaboration, *Search for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by Pierre Auger Observatory*, [ApJ 804, 15 2015].
- [6] The Pierre Auger Collaboration, *Measurement of the cosmic ray spectrum above  $4 \times 10^{18}$  eV using inclined events detected with the Pierre Auger Observatory*, arXiv:1503.07786 [astro-ph.HE] (2015).
- [7] The Telescope Array collaboration, *The Cosmic Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment* [ApJ 768 L1 2013].
- [8] The Telescope Array collaboration, *Indication of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment*, [ApJ 790 L21 2014].

- [9] The Telescope Array collaboration, *Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Hotspot Observed with the Telescope Array Surface Detectors* ICRC talk (2015).
- [10] Barcikowski E., *The Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays Through Hybrid Analysis at Telescope Array*. Doctoral dissertation, (2011).
- [11] E. Kolb, D. Chung, and A. Riotto, *Wimpzillas*, in DARK98: Proceedings of the Second International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics, edited by H. V. Klapdor-Kleingrothaus and L. Baudis, [hep-ph/9810361] (1998).
- [12] The Pierre Auger Colaboration, *Results on the Highest Energy Particles* arXiv:1307.3956 [astro-ph.HE] 2013.
- [13] H. J. de Vega, N. Sanchez *Extreme Energy Cosmic Rays: Bottom-up vs. Top-down scenarii* arXiv:astro-ph/0301039[astro-ph] (2003).
- [14] M. Kachelrieb, *Lecture Notes on High Energy Cosmic Rays*, arxiv:0801.4376v1[astro-ph] (2008).
- [15] A. M. Hillas, *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Ray* ARAA 22, 425 (1984).
- [16] E. Fermi, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Phys. Rev. 75, 1169-1174 (1949).
- [17] C. Grupen, *Astroparticle physics*, Springer, (2005).
- [18] Ginzburg, V. L., and S. I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Macmillan, London, New York (Macmillan, London New York) 1964.
- [19] Henric Krawczynski, *Active Galactic Nuclei-the Physics of Individual Sources*, arxiv:1301.4179 [astro-ph-CO] (2013).
- [20] G.R.Blumenthal, Phys. Rev. D1 (1970) 1596.

- [21] D. Harari et al, *Anisotropies of ultrahigh energy cosmic rays diffusing from extragalactic sources*, Phys.Rev. D89 (2014) 12, 123001.
- [22] J. W. Cronin. Nucl. Phys. Supp. B 28 213 (1992).
- [23] The Pierre Auger Collaboration, *Recent results from the Pierre Auger Observatory* arXiv:0911.4714 [astro-ph.HE] (2009).
- [24] Daniel Kuempel *Extragalactic Propagation of Ultra-High Energy Cosmic Rays* arXiv:1409.3129 [astro-ph.HE] (2014)
- [25] The IceCube, Pierre Auger and Telescope Array Collaborations *Search for correlations between the arrival directions of IceCube neutrino events and ultrahigh-energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array*
- [26] Asorey H. *Los detectores cherenkov del observatorio Pierre Auger y su aplicacion al estudio de fondos de radiacion*. Tesis Doctoral, (2012).
- [27] A Haungs, et al *KCDC - The KASCADE Cosmic-ray Data Centre*, arXiv:1504.06696 [astro-ph.IM] (2015).
- [28] Kamata,K., and J. Nishimura, *The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers*, (1958), Progress of Theoretical Physics Supplement 6, 93.
- [29] Greisen, K. *Cosmic Ray Shower*, (1960), Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 10, 63.
- [30] Heitler, W., International Series of Monographs on Physics, Oxford: Clarendon, (1954), 3rd ed. (Clarendon, 3rd ed.).
- [31] Antonine Letessier, *Ultrahigh energy cosmic rays*, arXiv:1103.0031 [astro-ph.HE].
- [32] J. Matthews, *A Heitler model of extensive air showers*, Astropart. Phys. 22 (2005) 387.

- [33] K.A. Olive et al. *Particle Data Group*, Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014) and 2015 update.
- [34] Hoerandel, Joerg R. *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*, Astropart.Phys. 19 (2003) 193-220.
- [35] V. S. Berezhinsky, A. Gazizov and S. Grigorieva, *On astrophysical solution to ultra high energy cosmic rays* arXiv:hep-ph/0204357 (2002).
- [36] M. A. Hillas: J. Phys. G, 31, 95 (2005)
- [37] Abraham, J., et al. Pierre Auger Collaboration, *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 \times 10^{19} eV$* , 2008b, Phys. Rev. Lett. 101, 061101, arXiv:0806.4302 [astro-ph].
- [38] J. Abraham et al. Pierre Auger Collaboration, *Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above  $10^{18} eV$* , Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 091101.
- [39] The Pierre Auger Collaboration, *Interpretation of the Depths of Maximum of Extensive Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory*, JCAP 02 (2013) 026.
- [40] The Pierre Auger collaboration *Report of the Working Group on the Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays* arXiv:1503.07540 [astro-ph.HE] (2015).
- [41] Takami, H., Inoue, S., & Yamamoto, T. *Propagation of ultra-high-energy cosmic ray nuclei in cosmic magnetic fields and implications for anisotropy measurements*, Astropart. Phys., 35, 767 (2012).
- [42] The Pierre Auger Collaboration *Measurements of cosmic rays at the highest energies with the Pierre Auger Observatory* arXiv:1309.1249 (2013).

- [43] The Pierre Auger Collaboration, *Large scale distribution of ultra high energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory with zenith angles up to  $80^\circ$* , *Astrophys. J.* 802 no.2, 111, arXiv:1411.6953 [astro-ph.HE] (2015).
- [44] The Pierre Auger Collaboration, *Search for First Harmonic Modulation in the Right Ascension Distribution of Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory*, *Astropart. Phys.* 34 (2011) 627–639, arXiv:1103.2721 [astro-ph.HE].
- [45] The Pierre Auger Collaboration, *Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects*, *Science* 318 (2007) 938–943, arXiv:0711.2256 [astro-ph].
- [46] The Pierre Auger Observatory Collaboration, *Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter* arXiv:1009.1855 [astro-ph.HE] *Astropart. Phys.* 34, 314 (2010)
- [47] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet, *Anisotropies of ultrahigh energy cosmic rays diffusing from extragalactic sources*, *Phys. Rev. D* 89 no. 12, (2014) 123001, arXiv:1312.1366 [astro-ph.HE].
- [48] M. Grigat, *Large Scale Anisotropy Studies of Ultra High Energy Cosmic Rays Using Data Taken with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory* thesis PhD (2011).
- [49] The Pierre Auger Collaboration *The Pierre Auger Observatory Upgrade*, April 2015.
- [50] S. Yoshida et al., *Astrop. Phys.* 3, 105 (1995).
- [51] H. Kawai et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 175-176 (2008) 221.
- [52] T. Antoni et al., *Nucl.Instrum.Meth.* A513 (2003) 490-51.
- [53] I. Allekotte, et al., Pierre Auger Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth. A* 586 (2008) 409.

- [54] X. Bertou et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568 (2006) 839–846.
- [55] The Pierre Auger Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A613 (2010) 29–39.
- [56] The Pierre Auger Collaboration, *Reconstruction accuracy of the surface array of the Pierre Auger Observatory*, Prepared for 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Mexico (2007).
- [57] J. Hersil et al., Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 22-23.
- [58] The Pierre Auger Collaboration, *Selection and reconstruction of very inclined air showers with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory*, Prepared for 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Mexico (2007).
- [59] L. Cazon, R. A. Vazquez and E. Zas, Astropart. Phys. 23 (2005) 393.
- [60] Geranios, A., Fokitis, E., Maltezos, S., Malandraki, O., & Adoniadou, E., *AIRES EAS Simulations for the Energy Estimation of UHECR* 29th International Cosmic Ray Conference (2005) 7, 155-158.
- [61] R.M. Baltrusaitus et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 240 (1985) 410.
- [62] M. Nagano et al., Astropart. Phys. 22, 235 (2004).
- [63] M. Ave et al., Astropart. Phys. 28, 41 (2007).
- [64] The Pierre Auger Collaboration, *The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 620 (2-3), 227-251, ago. (2010).

- [65] T. Ohnuki, *Small Scale Angular Clustering of the Highest Energy Cosmic Rays in the Surface Detector Data of the Pierre Auger Cosmic Ray Observatory* PhD Thesis (2005).
- [66] The Pierre Auger Collaboration, *The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instr. and Methods in Physics Research A620 (2010) 227.
- [67] J. T. Brack, R. Meyhandan, G. J. Hofman and J. Matthews, *Absolute photometric calibration of large aperture optical systems* Astropart. Phys. 20 (2004) 653.
- [68] Pierre Auger Collaboration *Multi-wavelength calibration procedure for the pierre Auger Observatory Fluorescence Detectors* (Bauleo, P. et al.) Astropart.Phys. 31 (2009) 305.
- [69] R. Knapik et al., Proc. 30th ICRC (2007).
- [70] The Pierre Auger Collaboration, Astropart. Phys., (2010), 33: 108-129.
- [71] The Energy Scale of the Pierre Auger Observatory, V Verzi for the Pierre Auger Collaboration, ICRC 2013.
- [72] Mariangela Settimo, *Hybrid detection of Ultra High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory* PhD Thesis, 2010.
- [73] *Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory* Claudio Di Giulio, for the Pierre Auger Collaboration, ICRC 2009.
- [74] H. P. Dembinski, B. Kégl, I.C. Maris, M. Roth, and D. Veberîê, A likelihood method to cross-calibrate air shower detectors [arXiv:1503.09027] (2015).
- [75] T. Abu-Zayyad, The surface detector array of the Telescope Array experiment , arXiv:1201.4964v3 [astro-ph.IM] (2012).

- [76] M. Allen ., Ultra High Energy Cosmic Ray Energy Spectrum and Composition Using Hybrid Analysis With Telescope Array. Doctoral thesis, (2012).
- [77] H Tukumo et al, New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment, arXiv:1201.0002 [astro-ph.IM] (2012).
- [78] H. Tokuno and The Telescope Array Collaboration. *On site calibration for new fluorescence detectors of the telescope array experiment*. Nuclear Instruments of Methods in Physics Research A, 601:364–371, (2009).
- [79] Toshihiro Fujii *Measurements of the Energy Spectrum and the Mass Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays with Telescope Array Fluorescence Detectors in Monocular Mode* Doctoral thesis (2012).
- [80] The Large-Scale Structure of the Universe, Princeton University Press, (1980).
- [81] The Pierre Auger Collaboration, *A search for anisotropy in the arrival directions of ultra high energy cosmic rays recorded at the Pierre Auger Observatory*, arXiv:1210.3602v1 [astro-ph.HE].
- [82] J. D. Hague, B. R. Becker, M. S. Golden and J. A. J. Matthews. *A three-point cosmic ray anisotropy method* Journal of Physics G. 36 (2009) 115203.
- [83] D. Torres M.,J. de Mello Neto and V. B. Mello, *Search for anisotropies with the catalog independent three-point method* GAP 2014-062.
- [84] S. Morellach *Techniques to study cosmic ray anisotropies* arXiv:0902.3601 [astro-ph.HE] (2009).